THESE

DE DOCTORAT D'ETAT
ES-SCIENCES PHYSIQUES
présentée A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

M. MICHEL BARRIER

pour obtenir le grade de
DOCTEUR ES-SCIENCES

RECHERCHE DE PROCESSUS DIFFRACTIFS DANS LES INTERACTIONS DE π^+ DE 11,7 GeV/c SUR DEUTERIUM PRODUISANT 4 PARTICULES CHARGEES DANS L'ETAT FINAL

SOUTENUE LE 20 NOVEMBRE 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

président: M.J. TEILLAC

examinateurs: MM. A. ASTIER
M. LE BELLAC
G. de ROSNY

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548009_0015

THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES

PHYSIQUES

présentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

Monsieur Michel BARRIER

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : Recherche de processus diffractifs dans les interactions de π^+ de 11,7 GeV/c sur deutérium produisant 4 particules chargées dans l'état final

Soutenue le 20 Novembre 1973 devant la Commission d'examen

MM. J. TEILLAC Président
A. ASTIER Examinateur
M. LE BELLAC
G. de ROSNY

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

à ceux qui ont
le plus souffert du fait
de l'élaboration de ce mémoire

Mireille
Olivier et Marie-Hélène

I N T R O D U C T I O N

La découverte de la première résonance remonte à une quinzaine d'années environ. A cette époque et durant les années suivantes, on pensait tenir la clef qui permettrait de comprendre les interactions fortes. Sans en connaître la cause, on estimait que dans l'amplitude décrivant le processus d'interaction, une onde partielle dominait et qu'il suffisait d'en mesurer les paramètres pour accéder à une description complète du phénomène. Malheureusement, l'étude des réactions hadroniques montre que l'analyse est plus complexe ; par exemple, dans certaines zones de masse et d'énergie plusieurs ondes peuvent " dominer " et interférer une onde peut être absorbée partiellement. On s'est aperçu de l'importance de la voie croisée t.

Depuis que l'on a l'impression de suffisamment bien connaître les nombres quantiques caractéristiques, plutôt que de continuer à rechercher des propriétés (nombres quantiques principaux) caractérisant un certain objet (particule, résonance,....), ce qui ne peut conduire qu'à un travail de classification, il est plus profitable d'étudier le mécanisme (le processus dynamique) produisant la réaction observée par l'intermédiaire de l'amplitude.

Comment étudier le mécanisme ? C'est la difficulté du moment. Actuellement, il semble que ce ne sont pas les explications théoriques d'un ensemble particulier de données expérimentales qui fassent défaut mais, on éprouve des difficultés à

rendre compte de façon cohérente d'une multitude de résultats dont on ne sait pas toujours si on doit considérer chacun d'eux comme secondaire ou important par rapport aux autres. Ceci explique, quand on regarde la littérature scientifique dans le domaine de l'hadrodynamique les changements fréquents de modes auxquels on essaie de plier les données expérimentales (car il y a une volonté, peut-être inconsciente, à ce que le modèle utilisé soit le seul capable de rendre compte du maximum de résultats).

Au cours des dernières années, un grand effort a été fait dans la compilation des résultats provenant de différentes expériences. De nombreuses paramétrisations ont été suggérées pour mettre en évidence les dépendances de l'amplitude (en énergie, en termes de moments angulaires dans le plan complexe,...) comme en témoignent les rapports des dernières conférences internationales. Des recherches de méthodes d'analyse le plus différentielle possible de l'amplitude sont entreprises dans le but de déterminer les paramètres la décrivant le mieux. L'espace de phase n'étant pas " régulièrement " peuplé, Van-Hove a proposé d'étudier, en première approximation, les caractéristiques des réactions en fonction des variables longitudinales, nous adopterons quand cela est possible et en le justifiant ce point de vue.

Dans ce contexte, l'étude des interactions de π^+ incidents de 11,7 Gev sur une cible de deutérium est bien située (une seule expérience de π^+ sur cible de deutérium à énergie plus élevée, 13 GeV, est en cours d'analyse), elle permet essentiellement de compléter nos connaissances sur les interactions avec échange de charge pour le baryon et les réactions cohérentes sur deuton. Pour détecter les interactions, nous avons utilisé la chambre à bulles de 2 m située dans un faisceau secondaire fourni par le synchroton à protons du CERN. Nous nous sommes limités aux configurations topologiques à 3 et 4 branches ne contenant pas de particule étrange; d'autres types d'événements ont été étudiés par ailleurs.

Nous avons développé la procédure manuelle de traitement des données de notre laboratoire, en " automatisant ", à l'aide de programmes, chaque fois que cela était possible les différentes étapes du traitement.

La première partie est essentiellement consacrée aux techniques mises en oeuvre dans l'exploitation des clichés ; nous traitons des moyens employés, de la gestion, de l'organisation de l'expérience et critiquons les critères retenus. Dans la deuxième partie, nous contrôlons les valeurs des paramètres utilisés dans les programmes. Nous donnons les limites de validité des hypothèses relatives à la cible de deutérium dont certains aspects sont examinés dans l'annexe A. Nous discutons les critères qui nous ont servi à constituer les canaux qui seront analysés par la suite. Dans l'annexe B, nous donnons les propriétés de l'estimateur ϵ qui nous a permis d'établir le choix d'une hypothèse dynamique parmi plusieurs plausibles, relatives à un même événement. Nous étudions les résolutions dans les spectres de masse et calculons les sections efficaces.

Après avoir situé le contexte dans lequel nous nous sommes placés, la troisième partie est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux avec quelques tentatives d'interprétations dans le cas où les conclusions semblent bien établies. Nous analysons les 3 voies $\pi^+ n \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\pi^+ n \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^o$ et $\pi^+ d \rightarrow d\pi^+\pi^+\pi^-$, pour les deux premières, nous avons compilé nos résultats avec ceux obtenus à l'aide de π^+ incidents de 5,1 et 9 GeV d'énergie. Nous donnons pour chacune des voies les principales caractéristiques des réactions, nous étudions aussi la répartition des événements dans l'espace de phase longitudinal défini dans l'annexe C.

1 - I N T R O D U C T I O N

Nous avons entrepris d'étudier l'interaction de π^+ ayant une quantité de mouvement de 11,7 GeV (1) avec le deutérium, à l'aide de la technique de chambre à bulles.

Cette étude a été faite en collaboration (du moins pour la prise de vue et la première partie de l'analyse) entre notre laboratoire et des laboratoires situés à Durham, Gênes, Milan et Paris (Ecole Polytechnique). Les clichés pris dans la chambre à bulles ont été répartis entre les différents laboratoires ; notre groupe à analysé 36.000 clichés.

L'expérience a été réalisée auprès du synchrotron à protons du C E R N avec la chambre à bulles de 2 m du C E R N placée dans le faisceau U_4 (2) produisant des π^+ avec une intensité moyenne de 12 π^+ par cycle.

Pendant les trois dernières semaines de l'année 1967, la chambre a été remplie de deutérium. Comme il y avait deux demandes d'expérience, le temps d'exposition a été partagé afin de permettre la prise de clichés de π^+ de 9 GeV de quantité de mouvement. Nos photographies ont été prises au début et à la fin de ce temps d'exposition, ce qui explique, comme nous le verrons plus tard, que nous ayons deux lots de clichés correspondant à deux valeurs légèrement différentes de la quantité de mouvement nominale des pions incidents. Le nombre total de clichés obtenus pour toute la collaboration, a été de 200.000.

Les événements qui seront étudiés dans ce mémoire ont été mesurés à l'aide d'appareils de mesures manuels.

Le contenu de cette partie est loin des préoccupations courantes des physiciens analysant des données expérimentales. Mais il reflète un effort que nous avons fait pour organiser la gestion de notre expérience.

2 - GESTION ET ORGANISATION DE L' EXPERIENCE

Une partie importante de notre activité a été consacrée à l'organisation de l'expérience. Nous décrirons brièvement le système de traitement que nous avons mis au point pour l'obtention des D.S.T. (Data Summary Tape). On sait que ce sont sur les D.S.T. que se trouvent résumées les données essentielles de chaque événement, à partir d'elles on procède à l'étude physique proprement dite des réactions.

Nous voulions faire un travail d'analyse systématique, aussi, avons nous effectué dès le début un dépouillement complet de tous les clichés. Afin d'obtenir dans des délais raisonnables des résultats, nous avons entrepris dans une première phase la mesure des événements comportant soit deux, trois, ou quatre branches, c'est ce travail qui constitue le matériel de base des analyses des chapitres suivants. La deuxième phase de l'expérience a été commencée récemment et consiste en l'étude des événements présentant cinq ou six branches.

La méthode décrite ci-dessous, bien qu'en grande partie valable pour l'exploitation de tous les types d'événements, se rapportera essentiellement à la première phase de l'expérience.

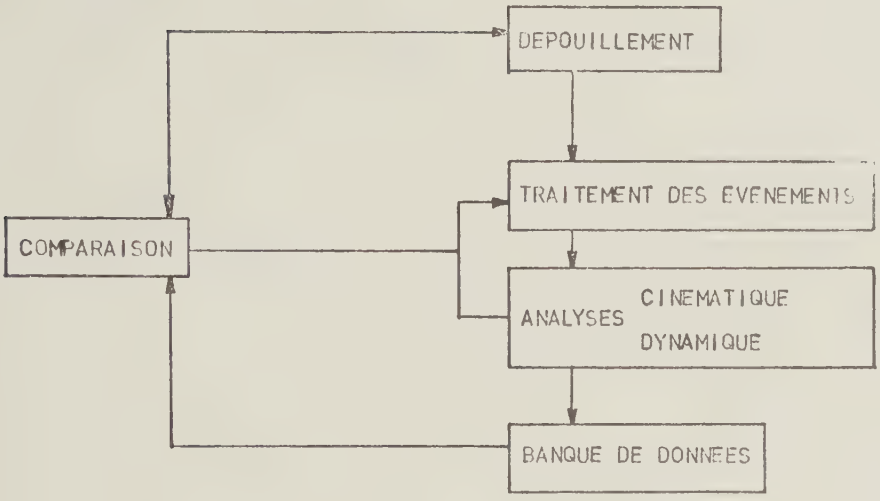
A/. DESCRIPTION.

Le schéma I représente les principales étapes du déroulement de l'expérience. Celles-ci sont au nombre de quatre ; nous les définissons de la manière suivante :

- dépouillement : recherche des différents types d'événements et localisation sur les clichés.
- traitement : acquisition des données, relevé des coordonnées, reconstruction géométrique, calculs cinématiques.

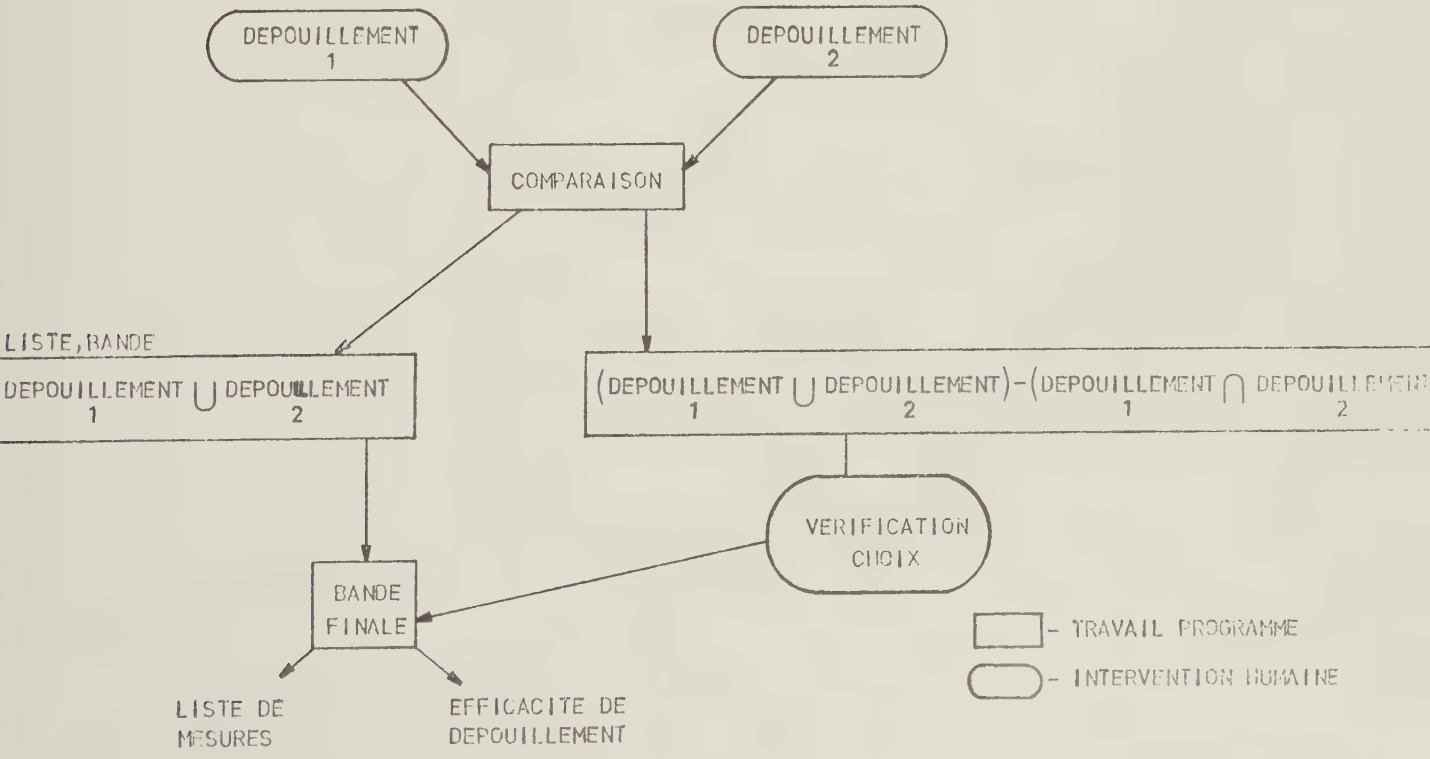
LES GRANDES ETAPES DE NOTRE TRAVAIL

I-2bis



SCHEMA 1

DEPOUILLEMENT



SCHEMA 2

- analyse : choix des hypothèses vraisemblables.
- banque : mise en forme et stockage des données physiques.

DEPOUILLEMENT.

Afin de connaître le contenu de nos clichés, nous avons effectué le dépouillement complet de nos clichés : c'est la reconnaissance des événements, de leur structure, de la nature de certaines traces, le relevé de tout autre critère défini et le comptage périodique du nombre moyen de traces du faisceau par cliché (cette information est nécessaire pour évaluer les sections efficaces). Ce travail est important, il est long et fastidieux ; il demande une grande attention, nous avons essayé de le systématiser au maximum.

Le schéma 2 montre la procédure suivie pour le dépouillement de nos clichés. Le dépouillement complet a été réalisé sur des tables de projection par du personnel vacataire. Chaque film a été examiné deux fois de manière indépendante (c'est-à-dire, nous avons veillé à ce que les personnes travaillant sur le deuxième dépouillement ne soient pas les mêmes que celles qui avaient travaillé sur le premier dépouillement). Les résultats des deux dépouillements ont été consignés sous forme codée puis comparés entre eux par programme (3). Tous les événements dont les codes étaient différents (au sens des critères adoptés) ont été revus au projecteur. Un code adéquat leur a été attribué et transmis à un nouveau programme qui a constitué la bande représentant la synthèse de toutes les informations relatives au dépouillement.

TRAITEMENT DES EVENEMENTS.

Ce travail se compose de trois étapes successives (voir schéma 3) :

1 - Relevé de coordonnées de points situés sur les traces de l'événement, sur trois vues stéréoscopiques : c'est la mesure.

2 - Reconstruction géométrique de l'événement dans l'espace et évaluation des erreurs sur les grandeurs calculées.

3 - Calcul cinématique (4) de la réaction en faisant des hypothèses de masse pour chaque trace.

Nous ne décrirons pas les étapes deux et trois qui sont constituées par les programmes du C E R N (THRESH et GRIND), notons qu'une étude préliminaire nous a convaincu de l'inutilité, vue nos conditions expérimentales, d'employer la version " mass dependent " de THRESH.

A l'aide de programmes et des informations contenues sur la bande de dépouillement, nous avons constitué, pour chaque film, une liste d'événements à mesurer correspondant aux critères choisis. Sur cette liste, nous avons consigné deux types d'informations :

1 - Les informations d'identification :

- . numéro du film
- . numéro de photo
- . type de l'événement (nombre de traces)
- . zone d'emplacement sur le cliché
- . éventuellement caractéristiques spécifiques à l'événement : désintégration de π en μ et e, paire de Dalitz, etc....

2 - Une information d'ionisation sous forme d'étiquette de trace qui sera acheminée tout au long des programmes et qui nous servira au niveau de l'analyse.

Ainsi, nous avons mesuré 12.000 événements sur appareils manuels du type I.E.P. (5). Tous les appareils de mesure sont connectés à un calculateur du type C.D.C 3300, lui-même relié à un calculateur plus puissant (C.D.C. 3600) remplacé actuellement par un calculateur C.D.C 6600. Ces calculatrices contrôlent le déroulement opératoire et effectuent la reconstruction géométrique en temps réel à la fin de la mesure de chaque événement.

Indiquons brièvement le rôle de chacun des appareils cités :

. à l'aide du I.E.P. on effectue le relevé des coordonnées des points pris sur les traces de l'événement à mesurer et on les envoie à la calculatrice C.D.C 3300. Le mesureur dialogue avec le calculateur par l'intermédiaire d'une machine à écrire.

. Le calculateur C.D.C 3300 contrôle la mesure et effectue la mise en forme des données envoyées par l'opérateur (coordonnées, dialogues) afin de constituer l'entrée du programme de géométrie. Ce calculateur tient une comptabilité sur la manière dont fonctionne chaque appareil. Une fois la mesure terminée, une interruption est envoyée au

. Le calculateur C.D.C. 3600 traite l'interruption en stoppant le programme en cours, il effectue les calculs de géométrie et renvoie les résultats au calculateur C.D.C. 3300.

Le 3300, par l'intermédiaire de la machine à écrire, communique les résultats à l'opérateur qui juge s'il doit remesurer tout ou partie de l'événement ou enregistrer les données de la géométrie sur bande. C'est cette bande magnétique qui contient les données d'entrée du programme de cinématique.

ANALYSE.

Les résultats des calculs de cinématique proposent en général plusieurs hypothèses de masses plausibles (sur la base des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion pour la réaction). L'analyse consiste à déterminer la bonne hypothèse. Le schéma 4 montre l'enchaînement des différentes procédures.

Les critères sont de deux types :

- contrôle de la qualité de la mesure et des résultats du calcul de la cinématique.

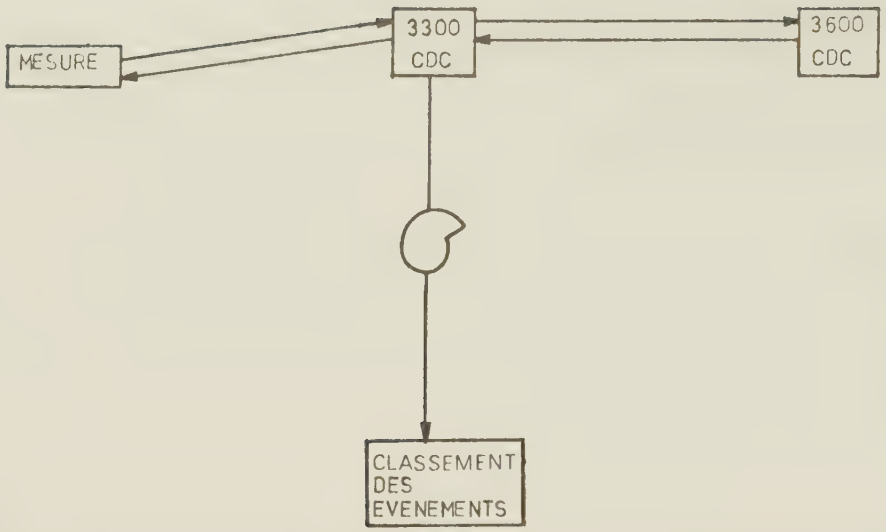
- évaluation de l'ionisation (6) à l'aide des étiquettes affectées à chaque trace lors de la mesure.

Les résultats du calcul et de l'évaluation de l'ionisation sont soumis à un programme (JUDGE) (11) qui, sur la base de certains critères, effectue, pour chaque événement un choix d'hypothèses de masse. En procédant ainsi il n'a été nécessaire de réexaminer les clichés que pour 20 % des événements candidats à la mesure.

BANQUE DE DONNEES : D.S.T.

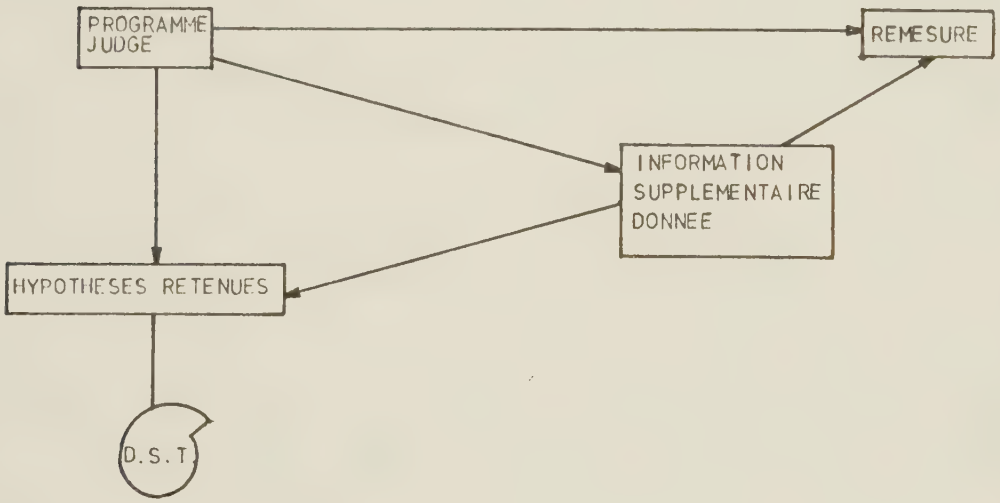
Pour chaque hypothèse, nous avons enregistré sur bandes magnétiques les données qui peuvent être utiles pour la suite du travail. Nous pouvons classer en trois catégories les informations conservées :

AQUISITION DES DONNEES

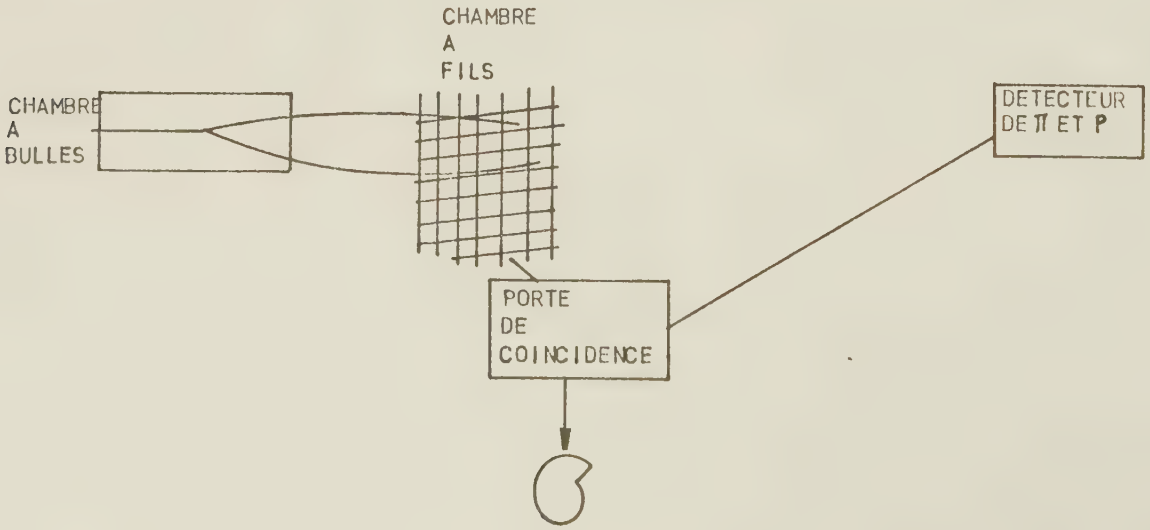


SCHEMA 3

SELECTION DES HYPOTHESES



SCHEMA 4



INFORMATION ENREGISTREE

SCHEMA 5

1 - Informations générales d'identification de l'événement avec s'il y a lieu toutes les hypothèses de masse compétitives retenues pour cet événement.

2 - Informations de géométrie permettant, en cas d'erreur dans les titres du programme GRIND de recalculer les hypothèses cinématiques.

3 - Informations caractéristiques à l'hypothèse retenue, ce sont essentiellement les masses et la quantité de mouvement assignées à chaque trace avec les erreurs.

B) CRITIQUES ET AMELIORATIONS.

Il est bien connu que la gestion d'une expérience de chambre à bulles est complexe. Cela est dû, en tout premier lieu, au fait que les clichés contiennent une grande quantité d'informations. L'acquisition des données se fait par enregistrement d'images photographiques de la chambre sur des films, après chaque détente du piston. Il n'existe pas pour l'heure de procédé de saisie automatique de l'information contenue dans la chambre à bulles, ni de traitement immédiat ou presque immédiat, les données traversent une suite imposante de programmes, en conséquence, outre les problèmes posés par le dépouillement et la mesure, le nombre de paramètres et de critères à envisager est considérable.

Il est à préciser que la mise en place d'instruments tels que les grandes chambres à bulles B.E.B.C. (7) et Mirabelle (8) ne feront qu'accentuer ce que l'on peut appeler la lourdeur des expériences de chambre à bulles : les expériences qui peuvent se faire de façon relativement simple dans les chambres à bulles se feront, peut-être mieux, à l'aide d'autres techniques expérimentales (par exemple, emploi du spectromètre Ω (9) et les chambres à bulles seront réservées pour des expériences de plus en plus complexes. Ces perspectives, aussi bien que l'expérience que nous avons acquise lors de cette étude, nous conduisent à souligner l'importance de l'automatisation à tous les niveaux des procédures de traitement des clichés des chambres à bulles.

L'appareillage manuel que nous avons utilisé (I.E.P. en ligne sur calculatrices C.D.C 3300 - 3600 connectées, avec exécution de la géométrie à la fin de la mesure de chaque événement), bien que de puissance limitée, a suffi aux besoins de notre expérience. Remarquons qu'il est souhaitable que la planification des moyens soit telle qu'une expérience, une fois commencée, puisse disposer de tout le potentiel d'un laboratoire. Dans le cas du système de mesure en ligne dont nous disposons, nous avons remarqué qu'il était rentable de demander à la calculatrice d'aider l'opérateur à prendre certaines décisions (par exemple critère de mesurabilité de protons courts). Notons que l'emploi d'appareils manuels représente une époque dans l'histoire du traitement des données provenant de chambres à bulles et que, actuellement, nous abordons une ère plus " industrielle " dans les procédures de traitement.

Les remarques que l'on peut formuler et qui sont relatives aux opérations de dépouillement d'une part et de mesure en ligne d'autre part sont les suivantes :

- Les informations de dépouillement sont écrites, puis perforées sur cartes, enfin transcrites sur bandes magnétiques. Il est souhaitable de remplacer toutes ces opérations par la mise en place auprès de chaque table de dépouillement d'une console permettant à l'opérateur d'enregistrer directement sur bandes magnétiques les informations qu'il recueille. Ces informations peuvent comprendre une prémesure de l'événement très simplifiée , contrôlée éventuellement par ordinateur, ce qui facilite par la suite la tâche des appareils automatiques.

- la qualité des mesures faites au moyen des appareils en ligne sur des calculatrices est contrôlée par des programmes qui utilisent des paramètres propres à chaque expérience que l'on appelle des titres. Il est très important que le physicien puisse connaître très rapidement la validité de ses titres et les modifier de façon simple. Ceci est vrai pour tous les systèmes qui mettent en oeuvre une interaction directe entre un opérateur et des calculatrices ou des appareils de dépouillement et de mesure.

C) QUELQUES POSSIBILITES D'AMELIORATION DANS L'EXPLOITATION D'UNE EXPERIENCE EN CHAMBRE A BULLES.

L'exploitation des expériences utilisant les chambres à bulles comprend trois étapes :

- la prise des clichés : une fois le choix de la nature et de l'énergie des particules incidentes décidé, ainsi que la nature de la cible (hydrogène, deutérium, liquide lourd), des clichés sont pris à chaque fois que la chambre est sensibilisée. En procédent ainsi, on possède trop d'information ; en fait celle-ci ne sera utilisée que partiellement (on ne tiendra compte que des traces relatives à certains types topologiques, les traces du faisceau sans interaction ne seront que rarement considérées,...) ; en outre de l'information est perdue (par exemple les particules neutres ne sont pas détectées et rarement leurs produits de désintégration sont observables).

- l'exploitation des données contenues sur les clichés et mise en forme pour l'étape suivante, ce qui nécessite l'emploi d'appareils de dépouillement et de mesure.

- tentative de compréhension des résultats expérimentaux et détermination des caractéristiques des réactions étudiées.

Si nous voulons que la chambre à bulles en tant que moyen d'investigation des interactions entre particules élémentaires à haute énergie conserve une place de choix, nous devons nous servir de ses avantages intrinsèques et surmonter ses défauts, ce qui conduit à porter nos efforts sur les deux premiers points, le dernier point étant commun à toutes ces méthodes d'exploitation.

Pour l'heure, nous devons envisager de continuer à nous servir du film comme support d'information, nous nous appliquerons à essayer de récupérer l'information perdue (par exemple à l'aide des techniques de compteurs) et à maîtriser le traitement de l'information contenue sur les clichés.

RECOLTE D'INFORMATIONS COMPLEMENTAIRES.

Une particule chargée de grande énergie laisse dans la chambre une trace d'ionisation minimum. Dans ce cas, l'information d'ionisation est inutilisable car elle ne permet plus de connaître la nature de la particule. Un moyen pour connaître la nature des particules serait de mesurer la variation du rayon de courbure des traces laissées par les particules chargées dans la chambre à bulles ; pour cela, il faudrait des traces très longues. On ne peut pas envisager d'utiliser cette possibilité à l'heure actuelle pour des particules de très haute énergie, vu les dimensions des nouvelles chambres à bulles, bien qu'imposantes.

Cependant, les grandes dimensions de la chambre permettent la détection de toutes les particules chargées et la mesure de leur impulsion (à l'aide de la courbure des traces causée par le champ magnétique règnant dans la chambre à bulles). On peut envisager le système schématisé sur la figure 5. A l'aide de compteurs (Čerenkov par exemple) on pourrait distinguer certains types de particules (π, k, p) que l'on localiserait lors de leur passage dans un plan perpendiculaire au faisceau, cette information enregistrée au cours de la prise des clichés serait utilement employée lors des calculs de la cinématique de la réaction.

En équipant la chambre à bulles, on peut détecter les particules non chargées par exemple :

- en introduisant une cible contenant soit de l'hydrogène (10), soit du deutérium à l'intérieur de la chambre remplie de néon ; ainsi, on détecte les γ de désintégration des π^{o} par leur matérialisation rendue plus probable en présence d'un liquide lourd.

- les neutrons peuvent aussi être détectés à l'aide des étoiles produites.

- des plaques peuvent être introduites dans la chambre afin de permettre la matérialisation des γ en paire d'électrons e^{+}, e^{-}.

La récolte de ces informations complémentaires pose de nombreux problèmes, notamment quant à l'épaisseur de matière que doivent trouver les particules en sortant de la chambre (circuits magnétiques masquant la sortie).

AMELIORATION DU TRAITEMENT DE L'INFORMATION CONTENUE SUR LES CLICHES.

Notre support d'information étant les clichés, nous devons les dépouiller et les mesurer dans de courts délais afin que l'expérience garde un intérêt sur le plan international car la compétition est grande entre les laboratoires. Actuellement, un grand effort est développé dans le domaine de l'instrumentation pour faciliter le dépouillement et la mesure des clichés. Il semble acquis que la mesure automatique peut être assurée par certains appareils, mais le problème du dépouillement automatique n'est pas entièrement résolu, cependant un dépouillement manuel assisté est envisageable.

En attendant les appareils de dépouillement entièrement automatiques, nous pouvons envisager l'étape intermédiaire suivante : le dépouillement et une prémesure simple seraient faits sur des appareils manuels et la mesure de l'événement réalisée ultérieurement sur appareils automatiques. Nous devons remarquer qu'il faut éviter une automatisation qui nous ferait perdre ce contrôle des données, par exemple : emploi d'une procédure qui perdrait les événements à caractères imprévus lors de son élaboration.

Les travaux d'instrumentation doivent avoir pour but d'alléger le travail du physicien expérimentateur " bulliste " afin que ses préoccupations soient plus une réflexion sur la physique de son expérience (par physique, nous entendons aussi bien détermination des erreurs systématiques que l'interprétation des résultats) qu'une gestion d'un grand nombre d'événements. Une bonne orientation à prendre serait d'intensifier les méthodes de reconnaissance de forme (afin de procéder automatiquement au dépouillement), de mesure automatique des événements (il semble qu'actuellement d'importants travaux se réalisent en ce sens), de mesure automatique de l'ionisation des traces (ce qui permet de reconnaître leur nature, bien que dans le domaine des hautes énergies ce ne sera que rarement utilisable). La recherche d'un traitement efficace par une bonne gestion des données doit être poursuivie.

3 - CRITERES ET QUALITE DU DEPOUILLEMENT

La comparaison entre les résultats des deux dépouillements permet d'évaluer l'efficacité de détection des événements relativement aux critères choisis. Dans ce paragraphe, nous définirons les critères que nous avons appliqués lors du dépouillement et évaluerons la qualité de celui-ci. Cette notion de qualité nous semble plus significative quela notion classique d'efficacité.

CRITERES DE DEPOUILLEMENT.

Nous avons retenu lors du dépouillement quatre groupes d'informations pour les interactions relevées sur les clichés :

- localisation : numéro du film, du cliché, de la zone.

- structure topologique : nombre de traces quittant l'apex (l'apex est le point d'où sont issues les traces de l'interaction), cassures, V°, γ.

- ionisation : distinction entre π^+ et p, recherche des protons s'arrêtant dans la chambre.

- renseignements complémentaires : mesurabilité, paire de Dalitz, ...

Afin de repérer facilement un événement, nous avons divisé la partie utile du cliché en huit régions définies à l'aide des marques fiduciaires apparentes sur le cliché. Un événement est localisé, sur le cliché, par le numéro de la zone dans laquelle est situé son apex.

Pour la distinciton entre les particules chargées positivement (π^+ et p), nous avons constitué un calibre de courbures. Si une trace a une courbure comprise entre les deux rayons limites du calibre et qu'elle a une ionisation apparente au moins 1,5

fois plus grande que celle des traces du faisceau situées dans son voisinage, cette trace est considérée canditate proton (ou deuton). Nous verrons dans la deuxième partie (p.II.32) que ce critère est suffisant et que les K^+ ont pu être éliminés. Nous n'avons pas fait la distinction entre le proton et le deuton à l'aide de l'ionisation, dans la région d'impulsion pour laquelle c'est possible, mais l'ajustement cinématique permet de lever l'ambiguïté, voir deuxième partie (p.II.33). Ainsi, les particules ayant une impulsion supérieure à 1500 MeV n'ont pas été identifiées à l'aide de l'ionisation.

Afin d'uniformiser la notion de mesurabilité d'un événement, nous avons consituté un gabarit comprenant deux traits parallèles distants de 1 mm. Un événement est classé non mesurable si au moins une de ses traces a une flèche inférieure à la distance séparant les deux traits du gabarit, exception faite des traces courtes correspondant à des protons ou deutons s'arrêtant dans la chambre à bulles. Ceci constitue une limite inférieure relativement imprécise, car nous n'évaluons en fait que la flèche projetée sur le plan d'observation, sans parler de la mauvaise définition des points par lesquels doit passer l'un des traits.

Nous n'avons considéré que les événements se trouvant dans une région réduite de la chambre, afin de disposer d'une longueur de trace suffisante pour mesurer correctement l'événement. Le faisceau traversant la chambre est bien défini dans ses dimensions transversales, nous n'avons eu qu'à limiter le volume utile suivant la direction du faisceau incident. Nous avons défini deux volumes utiles, l'un pour les événements à 3 et 4 traces visibles de 84 cm de longueur, l'autre pour tous les types d'événements de 108 cm de longueur.

Pour que deux événements recueillis au cours des deux dépouillements du même film soient considérés identiques, nous avons estimé qu'ils devaient vérifier les critères suivants :

- même zone de localisation
- même nombre de traces partant de l'apex
- même code d'ionisation
- même code de mesurabilité

Les informations de cassure, de V° et de γ n'ont pas été retenues lors de la comparaison. En effet, cette information est surtout intéressante pour l'étude des productions associées de particules étranges, comme ces événements sont délicats à étudier, nous avons considéré qu'au cas où nous serions intéressés par l'étude de ces événements, il faudrait tous les réexaminer sur table de projection, c'est pourquoi, dans le code de dépouillement de l'événement, nous avons pris le nombre maximum de cassures, de (V° + γ) rattachés à l'événement et nous avons additionné les nombres de V° et γ du fait de l'ambiguïté fréquente entre V° et γ. Ceci signifie que pour l'événement (ou sur le cliché) il y a une particule candidate étrange susceptible d'être signée.

QUALITE DU DEPOUILLEMENT.

Nous ne parlerons pas d'efficacité de dépouillement à dessein. En général, on entend par efficacité une évaluation du pourcentage d'événements vus par rapport au nombre d'événements visibles sans aucun critère, ce nombre est toujours supérieur (pour des dépouillements du même genre que le nôtre) à 95 %, pour notre part nous avons estimé l'efficacité de notre dépouillement à 95 %. Comme nous avons fait deux dépouillements systématiques et indépendants, l'efficacité est alors supérieure à 99 %. Le dépouillement ayant été effectué avec les critères énoncés ci-dessus, nous voulons en évaluer la qualité Q que nous définissons comme suit :

soit P_1 (P_2) la probabilité qu'un événement ait été vu lors du dépouillement 1 (2) et soit N le nombre vrai d'événements, nous considérons que la probabilité pour qu'un dépouilleur donné voit un événement est indépendante de l'événement, ceci est valable dans la mesure où il n'y a pas d'erreur systématique (par exemple configuration se trouvant à la limite de discernabilité pour l'oeil du dépouilleur) voir remarques ci-dessous.

$N' = P_1 P_2$ N est le nombre d'événements bien vus aux dépouillements 1 et 2

$N'' = P_1 (1 - P_2)$ N est le nombre d'événements bien vus au dépouillement 1 et non, ou mal, vus au dépouillement 2.

$N''' = P_2 (1 - P_1)$ N est le nombre d'événements bien vus au dépouillement 2 et non, ou mal, vus au dépouillement 1

alors :

$$Q = \frac{N \text{ bien vus}}{N \text{ vrais}} = \frac{N' + N'' + N'''}{N}$$

$$Q = \frac{(N' + N'' + N''') + N'}{(N'' + N') (N''' + N')}$$

Remarques :

- Q, ne tient pas compte des événements quasiment invisibles (par exemple, diffusion π d $\longrightarrow \pi$ d vers l'avant, une trace courte de l'événement se dirige vers une caméra...), le N vrais ci-dessus doit être entendu comme N visibles.

- Q, mesure bien la qualité du dépouillement relativement aux critères définis ci-dessus, puisqu'une vérification systématique sur tables des deux dépouillements 1 et 2 a été faite et que tous les événements visibles ont été vus (à plus de 99 %).

Le tableau 1 résume la qualité totale du dépouillement par catégorie d'événement. Nous remarquons que la valeur de la qualité est plus faible pour les événements ayant deux traces candidates protons, ce qui peut signifier que les traces protons ont été mal reconnues, nous verrons (paragraphe suivant) que cela n'altère que très peu nos résultats.

VALIDITE DE LA DISTINCTION ENTRE π^+ ET PROTON.

Après les calculs cinématiques et vérification de l'ionisation sur les tables de projection d'un lot de 678 événements, nous avons remarqué que :

	Nbre d'événements	Q
Total du dépouillement	79412	95,9 %
3 branches op, op_s	5392	97,2 %
3 branches Ip, op_s	1944	95 %
3 branches Ip_s, op	683	92,4 %
3 branches Total	8015	96,4 %
4 branches op, op_s	6838	98,3 %
4 branches Ip, op_s	6321	96,9 %
4 branches 2p	338	91,4 %
4 branches Ip_s, op	5041	96 %
4 branches Ip_s, Ip	1244	94 %
4 branches $2p_s$	324	89,1 %
4 branches total	20106	97 %
(3 + 4) total	28125	96,8 %
(3 + 4) candidats	14628	96 %

TABLEAU 1.

QUALITE DU DEPOUILLEMENT

p signifie proton ou deuton candidat

p signifie proton ou deuton s'arrêtant dans la chambre à bulles

- 11 événements (1,6 %) ne sont pas candidats protons alors qu'ils étaient mentionnés comme tels. La reconstruction géométrique de ces événements montre que tous sont tels que la trace ambiguë fait un angle avec le plan de projection supérieur à 45 °. Nous verrons que cela ne correspond à aucune erreur systématique (tous ces événements ont été vus au projecteur lors de l'analyse).

- 15 événements (2,2 %) ont des traces protons non signalées, dont :

  . huit d'entre eux ont une impulsion dont la valeur projetée sur la table est supérieure à 1300 MeV, ceci correspond à une coupure que nous établirons au chapitre 2 et n'affecte pas nos résultats.

  . cinq événements ont une trace proton non reconnue, comme précédemment la trace fait un angle avec le plan de projection dont la valeur est supérieure à 42°. Ces événements ont été récupérés lors de l'analyse.

  . deux événements ont une trace proton qui n'a pas été reconnue.

La valeur de 1300 MeV définie ci-dessus correspond à une limite estimée de la distinction par ionisation entre un proton et un π. Une trace ayant une impulsion supérieure à la limite sera considérée par la suite de nature indéterminée, le choix entre l'éventualité d'un proton ou d'un π se fera au niveau statistique (voir page II.23).

Nous pouvons conclure, dans les limites d'impulsion que nous avons choisies, que sur 67 événements candidats (3 et 4 branches) seulement deux sont mal classés et n'ont pas pu être récupérés sur la détermination correcte de l'ionisation, en conséquence l'erreur est de 3 °/$_{oo}$.

Remarquons que ces résultats ne sont pas comparables à ceux de la qualité du dépouillement. En effet, nous vérifions sur un lot d'événements la validité de la distinction faite (pour toute notre chaine de programmes, depuis le dépouillement jusqu'à l'analyse) entre les pions et les protons. Ceci nous permet d'estimer les erreurs systématiques possibles dues à l'information sur l'ionisation et, par suite les distorsions sur la classification des hypothèses.

4 - CRITERES DE SELECTION DES HYPOTHESES.

Nous avons utilisé le programme JUDGE (11) que nous avons adapté à nos besoins afin de limiter le nombre d'événements à regarder (cinématique, ionisation). Nous avons adopté les critères suivants.

QUALITE DE LA MESURE.

Les codes d'erreurs fournis par les programmes THRESH et GRIND ont été pris en considération, en ce sens que leur absence remplit une condition nécessaire de bonne mesure.

Nous avons remarqué que si un événement a une trace de grande énergie mal mesurée, l'incertitude sur la détermination de son impulsion est grande (ceci est lié à la précision de la mesure) ce qui permet au programme d'envisager et de retenir un grand nombre d'hypothèses de masses. Pour remédier à cela, nous avons imposé des conditions supplémentaires pour chaque trace :

- le rapport $\frac{\Delta p}{p}$ (Δp erreur sur la mesure de p, p impulsion de la particule) doit être inférieur à 5 %

- la flèche dans l'espace à l'échelle 1, doit être supérieure à 1,5 mm.

Les événements qui ne satisfont pas ces critères ont été regardés sur tables de projection afin de les faire remesurer ou de les classer non mesurables

IONISATION.

Lors de la mesure des événements, nous avons utilisé un affichage spécial pour les traces candidates protons ou deutons, à l'aide d'étiquettes, ceci correspond au niveau du programme JUDGE à une information sur l'ionisation de chaque trace de l'événement. Cette information a été prise en compte suivant les indications du tableau 2.

Information sur l'ionisation affichée lors de la mesure / Information JUDGE	p ou d	π^+
Comparaison de l'ionisation de la trace p ou d ne s'arrêtant pas à celle du pion	Le rapport des ionisations doit être supérieur à 1,5, sinon il y a ambiguïté	
Cas où l'angle de la trace et du plan de projection est supérieur à 40°	ambiguïté	ambiguïté
Impulsion de la trace comparée à 1300 MeV	si inférieure p ou d si supérieure ambiguïté	si inférieur π^+ si supérieure ambiguïté

TABLEAU 2

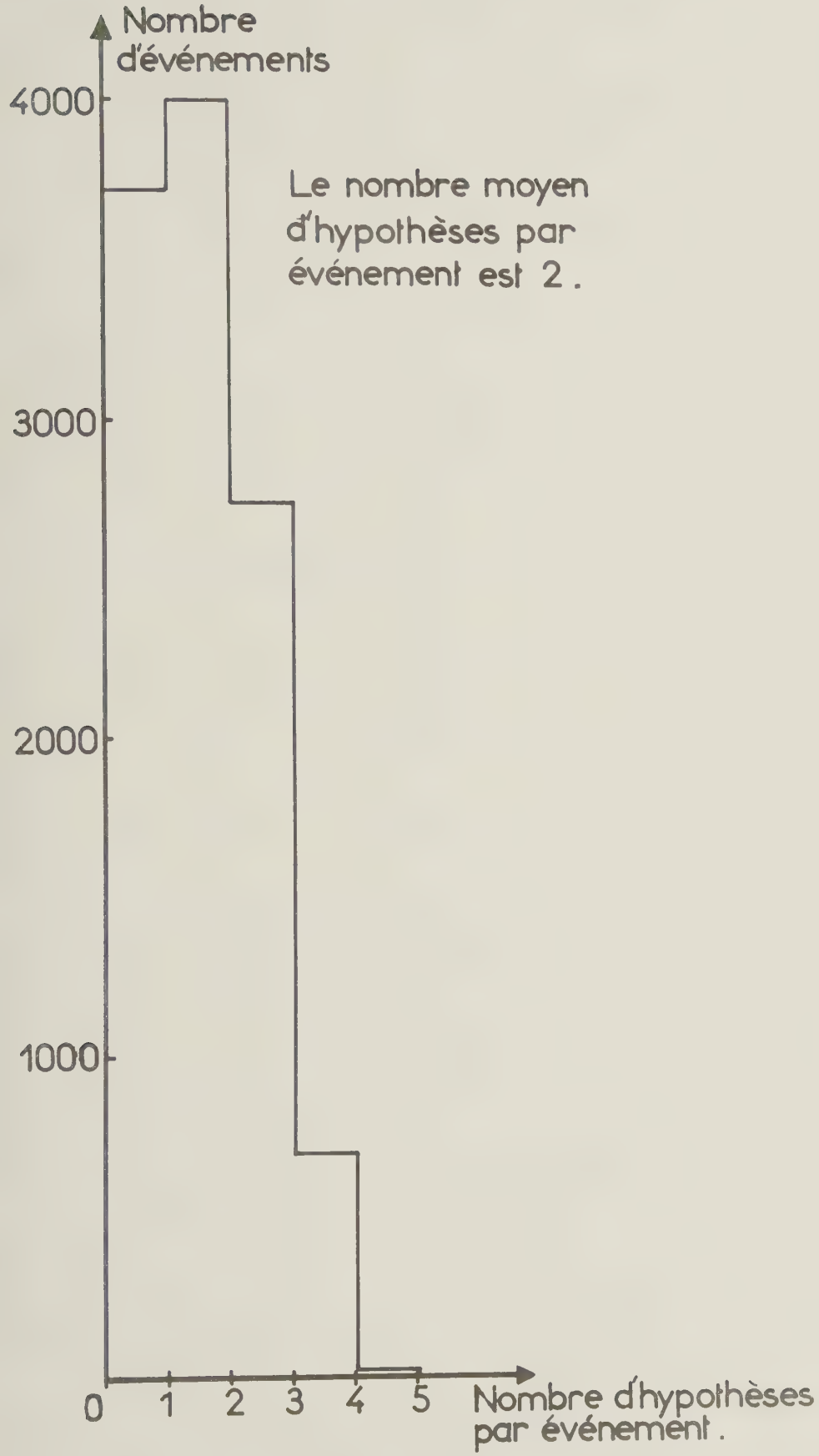
LIMITATION DU NOMBRE D'HYPOTHESES COMPETITIVES

Une hypothèse de masses donnant un ajustement cinématique n'a été retenue que si la probabilité de χ^2 donnée par le programme GRIND est supérieure à 1 °/₀₀.

Un événement peut présenter plusieurs hypothèses d'ajustement, nous les avons classé par probabilité de χ^2 décroissante, et nous avons exigé que le rapport des probabilités de deux hypothèses successives soit supérieur à 0,2 ; si ce n'est pas le cas, les hypothèses correspondant à des probabilités de χ^2 inférieures à celle de la dernière hypothèse retenue ont été rejetées.

Avec ces critères, nous obtenons un nombre moyen N d'hypothèses en compétition par événement qui est trop important (N = 2,03). La figure 6 donne la distribution du nombre d'hypothèses par événement. Nous verrons dans la deuxième partie, la manière dont nous avons procédé pour réduire ce nombre moyen d'hypothèses ; nous verrons qu'au lieu de travailler événement par événement, nous aurons à raisonner statistiquement sur des lots d'événements.

Figure 6.


Nombre d'événements
4000
3000
2000
1000
Le nombre moyen d'hypothèses par événement est 2.
0
1
2
3
4
5
Nombre d'hypothèses par événement.

REFERENCES ET NOTES DE LA PREMIERE PARTIE

(1) Dans tout cet ouvrage, nous exprimerons les masses, quantités de mouvement et énergies en unité d'énergie, ceci ne présente pas de confusion et facilite l'écriture. Nous employons comme unité d'énergie le GeV et ses sous multiples.

(2) P. LAZEYRAS. CERN/D.Ph.II/BEAM 67-2

(3) Nous avions écrit une chaine de programmes servant pour le dépouillement de notre expérience, voir brochure interne. Depuis nous avons généralisé nos programmes à tous les types de dépouillement, voir notes de M. Barrier et D. Conroux.

(4) Nous employons ici le mot cinématique par abus de langage. Notons que nous devrions employer le mot dynamique car dans cette étape sont vérifiées les lois de conservation de l'énergie (E) et de la quantité de mouvement (p). E et p sont en effet des variables dynamiques. Signalons aussi, que nous emploierons souvent le mot impulsion qui devra être pris avec le sens de quantité de mouvement.

(5) I.E.P. Instrument pour l'étude des photographies.

(6) Souvent nous emploierons le mot ionisation, nous le considérons comme un mot de notre jargon technique et non comme la signification du phénomène physique que l'on entend par là. Ionisation signifiera pour nous le rapport de la densité de bulles que laisse une particule traversant la chambre à la densité minimum de bulles que peut créer cette particule en traversant la chambre.

(7) Big European Bubble Chamber construite par le C.E.R.N. dont la mise en fonctionnement est prévue pour 1972 et qui sera ultérieurement placée dans des faisceaux qui proviendront du synchrotron à protons de 300 GeV

(8) Chambre à bulles construite à Saclay et qui sera exposée auprès du synchrotron à protons de 70 GeV de Serpukhov.

(9) Appareil constitué de compteurs et de chambres à fils permettant d'obtenir de très hautes statistiques, cet appareil est construit et installé au C.E.R.N.

(10) 1969 Summer Study. National Accelerator Laboratory. Batavia Illinois. Arthur Roberts Editor.

(11) A. BONNET. Ecole Polytechnique. Thèse.

D E U X I E M E P A R T I E

SELECTION DES DIFFERENTS CANAUX, ANALYSE DES ERREURS SYSTEMATIQUES.

PLAN :

Chapitre I - DONNEES INTRODUITES DANS LES PROGRAMMES.

Chapitre II - CONSTITUTION DES LOTS DE DONNEES
- A - LA CIBLE DE DEUTERIUM
- B - SELECTION DES DIVERS CANAUX
- C - RESOLUTION DES SPECTRES DE MASSE

Chapitre III - LES SECTIONS EFFICACES.

INTRODUCTION

Dans la première partie, nous avons décrit la manière dont nous avons conduit notre expérience afin de constituer un ensemble de données exploitables. Nous déterminerons dans cette partie les paramètres qui sont nécessaires pour la constitution du lot de données.

Les résultats du dépouillement nous fournissent en moyenne deux hypothèses plausibles par événement ; nous donnerons les critères que nous avons employés pour séparer les hypothèses en compétition et nous étudierons les contaminations dans les différents canaux. Nous ferons quelques remarques sur la cible de deutérium qui présente des particularités avantageuses (mais aussi quelques complications) par rapport à une cible d'hydrogène. Nous étudierons la résolution dans nos spectres de masses et calculerons les sections efficaces.

C H A P I T R E I

DONNEES INTRODUITES DANS LES PROGRAMMES

INTRODUCTION.

Nous donnerons dans ce chapitre la valeur des différentes grandeurs qui permettent de calculer la géométrie d'un événement mesuré et la cinématique des réactions. Nous apprécierons la qualité du faisceau, des clichés et la définition du volume utile.

DENSITE DU DEUTERIUM.

Dans le programme GRIND est introduite une table parcours-énergie pour un milieu constitué d'hydrogène. Une particule de charge et de vitesse définies a un parcours R_H dans l'hydrogène et R_D dans le deutérium, le rapport entre ces deux parcours est dans le rapport des densités qui dépend des conditions thermodynamiques dans lesquelles se trouve le milieu ralentisseur. Pour le programme, il est nécessaire de fournir la quantité

$$\alpha = \frac{\text{densité du deutérium}}{\text{2 fois la densité de l'hydrogène}}$$

Cette grandeur permet d'ajuster les valeurs de la table parcours-énergie du programme GRIND à la loi de variation du parcours en fonction de l'énergie correspondant aux conditions d'exploitation de la chambre à bulles. Ainsi peut-on mesurer avec précision l'énergie d'une particule s'arrêtant dans la chambre connaissant son parcours et sa masse. Nous avons utilisé, pour déterminer α, la méthode classique consistant à mesurer la longueur des μ provenant de la désintégration de π chargés au repos et nous n'avons retenu que les μ qui se désintègrent au repos dans le laboratoire. La désintégration du π au repos est un problème à deux corps, on connaît l'impulsion des μ émis, une mesure de parcours des $\mu^{\pm}$ permet d'ajuster les tables de parcours-énergie. Nous avons trouvé pour les μ^{+} mesurés une longueur moyenne de $(9{,}53 \pm 0{,}01)$ mm, nous trouvons $\alpha = 1{,}09 \pm 0{,}01$

pour la valeur standard de la densité de l'hydrogène. Cette méthode est sujette à critique car la détermination du parcours moyen des μ^+ est difficile à définir, il n'est pas possible de savoir si le μ produit provient bien d'un π se désintégrant au repos et si le μ ne se désintègre pas en vol(1). Nous verrons plus loin une méthode corroborant la valeur trouvée ici.

Les conditions thermodynamiques lors du fonctionnement de la chambre n'ayant pas varié de manière appréciable, nous avons considéré α constant pour toute notre expérience.

IMPULSION NOMINALE p.

Nous devons connaître parfaitement la valeur de l'impulsion nominale des π^+ incidents. Nous nous sommes aperçus qu'une variation de 70 MeV sur l'impulsion nominale du faisceau entraîne un déplacement moyen de 3 MeV dans le spectre de masse ($\pi^+ \pi^-$) pour la région de masse du f° (1250 MeV), avec une dispersion variant de 1 à 7 MeV. Par construction du faisceau (emploi de cavités " radiofréquence ") la dispersion en impulsion correspond à 0,3 % de la valeur nominale. Pour calculer la valeur de l'impulsion nominale, nous avons mesuré des traces du faisceau sans interaction et à l'aide du rayon de courbure, connaissant le champ magnétique baignant la chambre, nous avons calculé l'impulsion. Les résultats sont discutés dans la référence (2).

Rappelons que nos clichés ont été pris au cours de deux périodes, ce qui explique que nous ayons deux valeurs d'impulsion, qui correspondent (par l'intermédiaire des numéros des films) aux deux périodes.

première prise de clichés	p = 11,66 GeV
deuxième prise de clichés	p = 11,81 GeV

Nous considérons qu'une imprécision de 40 MeV sur les valeurs ci-dessus tient compte de toutes les incertitudes entrant dans la détermination des valeurs nominales.

Les mesures que nous avons faites dans le plan transversal du faisceau nous ont montré que celui-ci est stable et bien localisé.

Notons que les instabilités de la cible sensible et les multiples distorsions optiques ont des répercussions encore mal déterminées sur les valeurs des impulsions mesurées; ainsi, pour notre expérience, la définition en impulsion du faisceau est suffisante.

DETERMINATION SIMULTANEE DE p ET DE α.

Nous avons déterminé simultanément la constante α et la valeur nominale p des π^+ incidents. Pour cela, nous avons retenu 112 événements à 4 branches ajustant l'hypothèse à 4 contraintes $\pi^+ d \longrightarrow d \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Chaque réaction, pour des valeurs de p et α fixées est caractérisée sur le plan de l'ajustement par la valeur du χ^2.
Nous avons considéré la quantité

$$\xi = \sum_{i=1}^{112} \chi_i^2$$

qui est une fonction de p et de α ; nous avons cherché le minimum de ξ et considérons que les valeurs p_o et α_o correspondantes sont les valeurs les plus probables. La figure 1 donne la variation de ξ min en fonction de p. (α étant fixé) et de α (p étant fixé). Les résultats ainsi obtenus sont en bon accord avec les valeurs de p et de α calculées séparément, pour la première période de prise des clichés.

$$p = 11,7 \text{ GeV} \qquad \alpha = 1,08$$

POSITION DES CROIX DE REFERENCES : DISTORSIONS.

Afin de définir un système d'axes de référence sur le cliché, des croix dont la position est bien connue sont tracées sur les hublots de la chambre à bulles et apparaissent sur les clichés. Nous avons mesuré les coordonnées des croix sur plusieurs vues, puis nous avons calculé leur position dans l'espace et nous avons comparé les valeurs ainsi calculées à celles mesurées directement, ainsi nous avons déterminé la matrice des coefficients de distrosion. Le programme PYTHON (3) a été employé à cet effet. Nous avons déterminé 7 coefficients, et estimons que les distorsions optiques sont convenablement corrigées.

Lors de la prise des clichés, nous avions craint une déformation de ceux-ci. Nous avons vérifié si c'était bien le cas en relevant les coordonnées de 6 croix sur le film disposées comme l'indique la figure 2a, nous avons calculé les 105 combinaisons des rapports possibles entre les distances de ces croix et calculé l'erreur provenant des pointés, la figure 2b montre quelques rapports de distance et les erreurs calculées. Nous concluons que les croix sont, dans la limite de tolérance des programmes, bien situées les unes par rapport aux autres sur tout le lot de films que nous avons testé. Cependant l'effet que nous avions observé lors de la prise des clichés s'est révélé réel sur plusieurs films qui n'ont pu être mesurés du fait de distorsions trop grandes.

CARTE DU CHAMP MAGNETIQUE.

Nous avons introduit dans le programme GRIND la carte du champ magnétique qui règne dans la chambre à bulles de 2 m ; cette carte nous a été fournie par les services du fonctionnement de la chambre à bulles.

CONTAMINATION DU FAISCEAU.

Un des modes possibles de désintégration du K^+ est $\pi^+ \pi^+ \pi^-$. Cette désintégration se présente sous la forme d'un événement ayant une configuration topologique à 3 branches. Dans notre dépouillement, nous avons des événements correspondant à une telle configuration topologique (événements pour lesquels le proton ou le deuton n'est pas visible), ainsi, nous pouvons déterminer la contamination en K^+ du faisceau de π^+. Pour cela, nous avons tenté d'ajuster (sur une partie de notre lot) les événements à 3 branches avec l'hypothèse de la désintégration d'un K^+ de 11,7 GeV. Nous n'avons trouvé aucun événement pouvant provenir de la désintégration $K_{3\pi}$ du K^+. Tenant compte du rapport d'embranchement, de la probabilité de désintégration d'un K^+ de 11,7 GeV à l'intérieur de notre volume utile, nous considérons que la contamination du faisceau de π^+ par des K^+ est inférieure à 1 % en supposant que nous avons 90 % de chance d'observer la désintégration des K^+. Ainsi le faisceau de π^+ que nous avons utilisé est suffisamment correct pour notre expérience.

VOLUME UTILE.

Nous avons délimité le volume utile au moment du dépouillement sur une vue de référence, figure 2a. La définition du volume utile est importante pour les calculs de section efficace surtout dans la direction du faisceau (longueur moyenne de trace par cliché). Sur la figure 3, nous avons représenté la distribution de la coordonnée x de l'apex dans le système d'axes liés à la chambre, cet axe est dirigé suivant la direction du faisceau. Nous estimons la longueur du volume utile suivant cet axe, pour les événements à 3 et 4 branches, à :

$$L = (88,4 \pm 0,5) \text{ cm}$$

Afin de vérifier que cette définition du volume utile n'introduit pas de distorsion du lot, nous avons étudié, pour chaque type de particules (d, p, π^+, π^-, π°) leur impulsion dans l'état final en fonction de la valeur de x (position de l'apex) aucune corrélation n'apparaît. Nous avons fait de même pour l'énergie manquante, la flèche de chaque trace, les erreurs sur les impulsions et l'énergie manquante, et le nombre moyen d'hypothèses acceptées. Les résultats sont satisfaisants, ce qui a postériori confirme la validité du choix de notre volume utile.

DISTRIBUTION DES " PULLS ".

Le " pull " est une variable statistique introduite dans GRIND qui permet d'avoir une estimation de la manière dont fonctionne le programme d'ajustement, compte tenu des constantes nécessaires que nous avons déterminées.

Rappelons brièvement la définition. Pour deux variables, x et y, ayant une distribution gaussienne de variance σ_x et σ_y, le pull p (x, y) s'exprime par :

$$p\ (x, y) = \frac{x - y}{\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}}$$

Par exemple prenons pour $x : 1/_p$, où p est l'impulsion d'une trace mesurée, et pour y, la valeur de la même variable, pour la même trace, donnée par le programme après ajustement cinématique de la réaction. On s'attend à ce que la distribution statistique de

des événements soit comprise entre - 1 et + 1. Nous avons vérifié, pour les différentes hypothèses, pour les deux lots de clichés et pour chaque trace mesurée la distribution des pulls en $\frac{1}{p}$, λ et φ (λ et φ sont deux angles représentant la direction de la trace à l'apex). Les distributions ont les valeurs attendues et nous considérons que les valeurs des constantes que nous avons fixées dans nos programmes sont bien estimées.

Remarquons que c'est l'étude des pulls, en $1/p$, du faisceau qui nous a permis de nous rendre compte de la mauvaise estimation que nous avions faite pour la détermination de l'impulsion nominale du faisceau pour la deuxième période de prise des clichés.

NOMBRE DE π^+ INCIDENTS PAR PRISE DE VUE.

Rappelons que nous avons compté le nombre de traces du faisceau tous les 10 clichés, au milieu du volume utile défini ci-dessus Remarquant que pour un film donné ce nombre variait peu (dans la limite des fluctuations statistiques et d'erreurs de comptage de traces), nous avons calculé la moyenne pour chaque bobine de film. Ce nombre moyen varie entre 9 et 14 traces par cliché tout au long de l'expérience. Ces données seront nécessaires pour les calculs de sections efficaces au Chapitre III.

C H A P I T R E I I

A - LA CIBLE DE DEUTERIUM

Si on regarde l'état final du système composé de deux nucléons, l'interaction sur deutérium présente deux aspects :

1. Le noyau est intact, on observe le deuton ou l'un de ses états excités.

2. Le noyau s'est " cassé ", les deux nucléons ne sont plus en interaction, l'un d'eux peut être dans un état excité (N^{*}, Δ,...).

Dans le premier cas on dit que l'interaction est cohérente, cohérente dans le sens que l'amplitude d'interaction sur le deuton est la somme cohérente de l'amplitude d'interaction sur le proton et de celle sur le neutron. Dans le deuxième cas les deux nucléons constituant le deutérium ne sont pas liés dans l'état final, en première approximation et compte tenu des propriétés du noyau cible, on peut considérer que l'interaction particule indidente - cible n'a lieu que sur l'un des deux nucléons constituant le noyau. Le nucléon " non heurté " possède dans l'état final l'impulsion qu'il avait dans le noyau avant l'interaction (mouvement de Fermi), ce nucléon est appelé nucléon spectateur.

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier et de vérifier la valeur des hypothèses faites quant à sa nature.

1 - L'INTERACTION AVEC LE DEUTON.

De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude du deuton en tant que cible dans les interactions à hautes énergies, un exposé des modèles et des différentes approches pour traiter l'interaction hadronique entre une particule simple et une cible composée est présenté dans les références 5-6. Dans l'annexe A, nous brossons les grandes lignes qui nous permettent de situer les approximations faites et d'estimer leur importance.

Pour la clarté de ce qui suivra rappelons ce que l'on entend par l'approximation d'impulsion ; l'idée consiste à décomposer l'amplitude d'interaction avec le deuton en une superposition d'amplitudes à deux corps :

$$A = A_p + A_n + \ldots\ldots$$

où $A_{p(n)}$ représente l'amplitude d'interaction avec le proton (neutron). Le modèle du nucléon spectateur tient compte de la connaissance que nous avons du deuton : c'est un noyau dans lequel les deux nucléons sont faiblement liés $E = 2{,}227$ MeV, le temps d'oscillation du deuton est grand comparé au temps d'interaction entre particules hadroniques, ainsi on ne conserve que les deux premiers termes du développement ci-dessus. Ceci permet de considérer que l'interaction se produit sur un seul nucléon à la fois et que ce nucléon est quasi-libre, mais possède une impulsion non nulle dans le système du laboratoire.

Nous considérons que, lorsque dans l'état final le deuton est entier, il se comporte comme une particule insécable, nous dirons que la réaction est cohérente, pour rester dans l'optique du modèle. Nous verrons dans la troisième partie, le cas expérimental particulièrement intéressant d'un état"excité"du deuton, le d^*.

Remarques

Si nous connaissons la fonction d'onde du deuton $\psi(\vec{r})$, la tranformée de Fourier $\phi(\vec{p})$ dans la représentation des impulsions permettra de connaître la probabilité pour qu'un nucléon ait une impulsion comprise entre $\vec{p}$ et $\vec{p} + d\vec{p}$ soit

$$P(\vec{p})\, d\vec{p} = \left| \phi(\vec{p}) \right|^2 p^2\, dp\, d\Omega$$

Si nous considérons l'expression analytique de la fonction d'onde de Hulthén $\Psi(r) = C(e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})/r$, nous obtenons

$$P(p) = k \frac{p^2}{(p^2+\alpha^2)^2 (p^2+\beta^2)^2}$$

dans cette expression k est une constante de normalisation $\alpha = \sqrt{2MB} = 45.5$ MeV où M est la masse du nucléon, B l'énergie de liaison des deux nucléons dans le deutérium, $\beta \simeq 6\alpha$ (ref 6).

Nous ne connaissons à priori rien sur l'impulsion du nucléon heurté au moment de l'interaction, mais dans l'approximation où nous nous plaçons, nous considérons que le nucléon cible possède une impulsion égale en grandeur et de sens contraire à celle du nucléon spectateur (car le deuton est au repos) qui lui n'est pas intervenu au cours de l'interaction (d'où sa dénomination).

Dans la pratique, lorsque dans l'état final, nous aurons deux nucléons, nous considérerons que celui des deux qui a la plus petite impulsion est le nucléon spectateur ; ce choix laisse une incertitude de l'ordre de 5 % sur la définition du nucléon spectateur. La distribution en impulsion du proton spectateur donnée par Hulthén montre que 2 % des protons spectateurs ont une impulsion supérieure à 300 MeV.

2 - AJUSTEMENT DES EVENEMENTS AYANT UN NOMBRE IMPAIR DE TRACES.

- Cas de deux nucléons dans l'état final

Les protons ayant une impulsion inférieure à 80 MeV environ ont un parcours de l'ordre de 1 mm et ne sont pas visibles dans la chambre à bulles, ces événements présenteront une configuration topologique ayant un nombre impair de traces.

Nous considérons que le proton non vu est le proton spectateur, alors la distribution de son impulsion doit être représentée par une courbe de Hulthén. La projection de cette courbe suivant chacun des trois axes cartésiens de l'espace est de manière satisfaisante bien représentée par une courbe de Gauss centrée à l'origine. Cette remarque permettra de considérer lors de l'ajustement que les valeurs de départ pour les composantes p_x, p_y, p_z de l'impulsion du proton spectateur sont nulles avec, respectivement, une erreur

$$\sigma_x = \sigma_y = \frac{\sigma_z}{1,37} = 30 \text{ MeV}$$

L'erreur sur la composante z est plus grande afin de tenir compte de l'effet de stéréoscopie. Ainsi le proton non vu peut être considéré comme une trace connue et l'ajustement, s'il n'y a pas de particule neutre dans l'état final, est à 4 contraintes. Ce procédé introduit dans le programme d'ajustement cinématique GRIND s'appelle procédure ZEROL.

Supposons un événement parfaitement bien connu, pas d'erreur de mesure, définissons

$$\vec{p}_m = \vec{p}_{inc} - \vec{p}_{sort}$$

$$E_m = E_{inc} - E_{sort}$$

$$E_m = \sqrt{M^2 + p_m^2}$$

où les indices m, inc, sort signifient manquant, état initial, état final des particules mesurées. M est la masse de la particule manquante

Si nous avons un proton spectateur non mesuré, P_s étant son impulsion, les équations ci-dessus deviennent

$$\vec{p}'_m = \vec{p}_m + \vec{p}_s$$

$$E'_m = E_m + \sqrt{p_s^2 + m_p^2} - m_p$$

où m_p est la masse du proton spectateur

ce qui donne pour la masse manquante carrée de la réaction dans la limite où p_s est petit devant m_p

$$MM^2 = E'^2_m - p'^2_m \simeq M^2 - 2\vec{p}_s \cdot \vec{p}_m \qquad (a)$$

Nous remarquons sur cette expression que MM^2 varie avec la direction polaire du proton spectateur, ceci est gênant dans le cas d'événements à 3 branches pour lesquels la direction du proton spectateur n'est pas connue. Remarquons aussi que dans le cas d'un ajustement à 4 contraintes (M = 0); pour un événement ayant une configuration à 4 branches (nous pouvons considérer que $\vec{p}_s$ est bien connu et qu'en première approximation l'erreur sur cette grandeur peut être prise nulle), l'erreur sur MM^2 (ΔMM^2) devient

$$\Delta MM^2 = - 2 \vec{p}_s . \Delta \vec{p}_m$$

Cette expression montre que l'erreur sur MM^2 est essentiellement fonction de la qualité des mesures des impulsions. Nous pouvons étendre ce raisonnement aux événements à 1 contrainte, en ce cas nous voyons que les erreurs sur MM^2 sont en moyenne plus importantes(les erreurs $\Delta \vec{p}_m$ sont plus grandes).

Considérons l'expression (a) ci-dessus dans le cas d'un ajustement à 4 contraintes, M^2 peut être considéré comme l'erreur sur la valeur de la masse manquante et p_m l'erreur sur la valeur de l'impulsion manquante. L'ajustement recherche $MM^2 \simeq 0$ ce qui entraîne que les directions du proton spectateur dans la direction de p manquant ou dans la direction opposée seront favorisées. Nous pouvons appliquer le même raisonnement au cas des hypothèses à une contrainte (π^o) car m_π^2 est du même ordre de grandeur que les erreurs sur les quantités manquantes. Nous verrons p. II.21 que c'est bien ce qui est observé.

Nous nous attendons à ce que les événements à 3 branches pour lesquels p_m est voisin de zéro soient ambigus 4 contraintes, une contrainte (π^o).

- Cas où le deuton est dans l'état final

Nous n'avons pas, comme pour le cas précédent, de modèle exploitable lors de l'ajustement cinématique de la réaction permettant de forcer le deuton à avoir une distribution prévue. Aussi, nous devons, lorsque le deuton a une impulsion trop petite pour laisser une trace mesurable sur les clichés, employer la procédure d'ajustement à une contrainte pour laquelle la particule manquante est le deuton. Cette atti-

tude conduit à l'obtention de deutons ayant pour leur impulsion une valeur trop grande. Nous verrons p. II.33 qu'en fait ces événements n'ont pas de deuton mais possèdent un neutron dans l'état final.

3 - VALIDITE EXPERIMENTALE DU MODELE A NUCLEON SPECTATEUR.

Nous devons nous assurer, sur notre lot d'événements, de la validité du modèle à nucléon spectateur. En effet celui-ci peut être mis en défaut par exemple dans les cas suivants :

- le transfert au nucléon cible est très faible, alors il peut y avoir une nouvelle interaction, c'est la double diffusion

- si un pion est produit avec une impulsion faible, il peut interagir avec l'autre nucléon (spectateur) et le nucléon spectateur ne peut plus être considéré comme tel.

Malheureusement, du fait de l'ajustement cinématique, nous allons montrer, qu'à notre énergie, nous ne pouvons vérifier dans le détail le modèle à nucléon spectateur comme on peut le faire à plus basse énergie (référence 5).

Les critères dont nous disposons sont :

i - La distribution en impulsion du nucléon spectateur doit suivre la distribution de Hulthén

ii - La distribution du cosinus de l'angle polaire, $\cos\theta$, doit être plate

iii - La distribution azimutale, φ, du proton spectateur doit être isotrope.

θ et φ repèrent la direction du proton spectateur dans un système d'axes liés à la chambre.

Remarques sur l'ajustement d'événements

Etudions l'ajustement cinématique d'une réaction à 4 contraintes du type a + b ⟶ c + d + ... + e (l'impulsion de chaque particule de l'état final est mesurée), dans laquelle c est une particule de masse bien plus importante (nucléon) que celle des particules d, ..., e (pions). L'impulsion des particules secondaires d,...., e est de l'ordre ou supérieure à 800 MeV, alors la valeur de leur énergie est comparable à celle de leur impulsion. Une fois la conservation de l'impulsion longitudinale (suivant la direction du faisceau) assurée (soit aussi l'énergie) on peut encore jouer sur la direction de l'impulsion du nucléon spectateur, dans le plan perpendiculaire au faisceau, afin d'obtenir une masse manquante nulle (voir 2. du présent chapitre). Cette remarque, appliquée au cas où la particule c correspond au nucléon non visible, nous permettra de comprendre l'influence de l'ajustement cinématique sur les distributions en impulsion des nucléons spectateurs.

De même dans le cas d'un ajustement à une contrainte π^o, du fait de la faible masse du π^o devant celle du nucléon, l'ajustement du π^o manquant portera essentiellement sur la conservation de l'énergie, et l'ajustement du nucléon spectateur (qui peut être non visible) portera sur l'impulsion transverse.

Etude expérimentale du nucléon spectateur

Notre lot comprend des événements à 4 branches avec une particule (p ou d) s'arrêtant dans la chambre et des événements à 3 branches, ceci nous permet d'étudier les canaux suivants :

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s\ p\ \pi^+\ \pi^- \qquad (a)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s\ p\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o \qquad (b)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ n \qquad (c)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ n_s \qquad (d)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow d\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^- \qquad (e)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow d\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^-\ \pi^o \qquad (f)$$

Seules dans ce chapitre nous intéressent les réactions a, b, c, d. Pour les réactions du type d, le proton est toujours mesuré, ce sont des événements à 4 branches, tandis que pour a-b-c, nous pouvons avoir des configurations topologiques à 3 et 4 branches.

Sur la figure 4 sont représentées, pour chaque réaction, les distributions de l'impulsion de cos θ et de φ du nucléon spectateur après ajustement. Les distributions p_x, p_y et p_z (composantes de l'impulsion suivant un système d'axes fixes orthogonaux ayant l'axe des x dirigé suivant la direction moyenne du faisceau et l'axe des z dirigé vers les caméras), non montrées, sont en accord pour chaque réaction avec les figures présentées. Les parties hachurées correspondent aux événements à 3 branches.

Les distributions sont dissemblables, pour une même réaction, selon qu'il s'agit d'événements à 3 branches ou à 4 branches ; nous attribuons cela au fait que l'ajustement n'est pas le même pour les événements à 3 branches (emploi de la procédure ZEROL dans GRIND) que celui des événements à 4 branches. Pour le comprendre nous utiliserons les remarques faites ci-dessus.

DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION

Aucune des réactions étudiées, ne peut ajuster de manière satisfaisante les distributions d'impulsion par les courbes de Hulthén pour des valeurs raisonnables du paramètre β. Nos données expérimentales montrent que dès qu'il y a une particule neutre, la distribution du nucléon spectateur présente un maximum pour les événements à 4 branches, le nucléon spectateur a tendance à avoir une valeur de l'impulsion trop grande, ceci est d'autant plus vérifié que la masse manquante est grande. Comme pour un événement à 4 contraintes l'erreur sur la masse manquante est de l'ordre de grandeur de la masse manquante et que l'erreur sur la masse manquante dépend de la précision des pointés sur la trace du proton spectateur, nous pensons que cet excès d'événements est dû à de mauvaises estimations des extrémités de la trace du proton spectateur.

Nous remarquons que pour les canaux a et b, le pourcentage de protons spectateurs ayant une impulsion supérieure à 300 MeV est de l'ordre de 3 %, ce qui correspond aux résultats obtenus pour les mêmes canaux mais avec des π^+ incidents de 5,1 GeV.

DISTRIBUTIONS DE L'ANGLE φ

Les distributions de l'angle azimutal φ sont isotropes pour tous les événements à 4 branches, conformément à ce qui est attendu. Cependant un léger manque d'événements pour $\varphi = 90°$ et 270° (pour les réactions a-b-c) est observé, ceci correspond aux pertes (lors du dépouillement ou de la mesure) dues au fait que les traces correspondantes sont dirigées dans la direction d'un des axes des caméras, alors leur projection sur le plan du film est petite ; nous nous attendons à retrouver ces événements dans le lot des événements à 3 branches. Par contre pour les événements à 3 branches on observe pour b et c un excès à $\varphi = 90°$ et 270° ; cet excès ne provient pas uniquement et obligatoirement des événements perdus à 4 branches, c'est un effet qui provient de la procédure employée pour l'ajustement. En effet nous avons $\sigma_y = \frac{\sigma_z}{1,37}$, l'ajustement peut tirer plus dans la direction des z (caméra) que dans la direction y, du fait de la présence d'une particule neutre, ce qui n'est pas le cas pour la réaction -a- car l'ajustement est très sensible à la conservation de l'impulsion (dans le cas - a -, il n'y a pas de trace neutre). L'isotropie pour la réaction d est attendue puisque le neutron spectateur est ajusté comme une particule manquante.

DISTRIBUTION EN COS θ

Nous remarquons que seuls les événements à 4 branches de la réaction - a - ont une distribution plate en cos θ. L'excès d'événements à 3 branches, pour des valeurs de cos $\theta = \pm 1$ correspond au fait que les erreurs de mesure sont plus grandes dans la direction de l'axe des x (direction moyenne du faisceau) que suivant les deux autres directions. Pour la réaction - a - nous remarquons que le rapport R du nombre de protons spectateurs dirigés vers l'avant (cos $\rangle$ 0) à celui des protons spectateurs dirigés vers l'arrière est voisin de l'unité $0,896 \lesssim R \lesssim 1,017$. Une forte asymétrie avant-arrière correspondrait à de mauvaises déterminations de constantes telles que : l'impulsion nominale du faisceau de π^+ incident, table de parcours énergie,.... nous pouvons vérifier ainsi la qualité globale du choix de nos constantes et l'estimation des distorsions et erreurs.

Les réactions b et c à 4 branches ont un fort excès d'événements pour des valeurs de cos θ supérieures à 0 ; le proton spectateur doit s'orienter dans la direction de l'impulsion

manquante qui est dirigée essentiellement vers l'avant afin de diminuer la valeur de la masse manquante. L'effet est moins marqué pour la réaction - c - (neutron manquant) que la réaction - b - (π° manquant), le produit $\vec{p}_s.\vec{p}_m$ varie plus vite avec l'angle pour le neutron manquant que pour le π° manquant. L'excès vers l'avant d'événements de la réaction - d - caractérise le fait que soit l'impulsion nominale du faisceau est trop grande soit les impulsions de l'état final sont légèrement sous-estimées. Nous ne retenons que la deuxième hypothèse, car elle est en accord avec les distributions en impulsion des pulls.

En conclusion, la procédure ZEROL ne peut être considérée que comme un artifice pour ajuster une particule de faible impulsion de grande masse (par rapport aux autres particules de l'état final de la réaction) dans le cas de production d'une particule neutre. La résolution sur les distributions expérimentales est moins bonne que dans le cas d'événements à 4 branches, mais la stastique est augmentée par un facteur 2 à 3. Considérer les événements à 3 branches dans le cas d'ajustement à une contrainte dépendra de l'analyse que l'on se fixera.

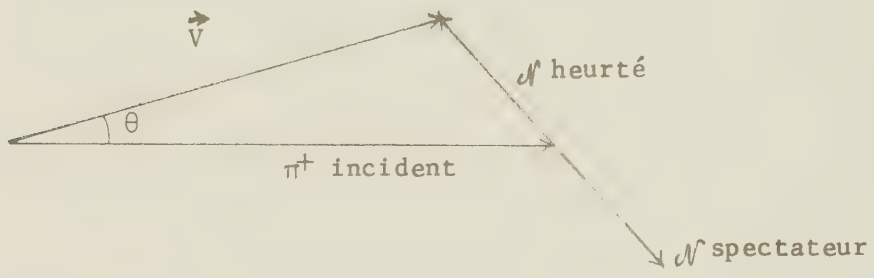
Nous ne pouvons avoir confiance aux ajustements des modèles à nucléons spectateurs sur nos données expérimentales, vu les distorsions produites par l'ajustement cinématique. Cependant puisque le modèle est acceptable à plus basse énergie, nous admettrons sa validité pour les réactions a - b - c et d, à notre énergie.

4 - REMARQUES AU SUJET DU MOUVEMENT DE LA CIBLE.

Nous nous plaçons dans la limite de validité du modèle de l'approximation d'impulsion. En ce cas le nucléon cible n'est pas au repos dans le système de référence du laboratoire. Cette constatation amène plusieurs remarques :

a - Le nucléon " heurté " n'étant pas au repos, l'axe autour duquel la réaction a une symétrie de révolution (il n'y a pas de polarisation) n'est pas la direction des particules incidentes mais la direction du vecteur résultant de la somme de l'impulsion du π^+ incident et de celle

du neutron " heurté ", (ce qui correspond à la somme des impulsions de particules de l'état final, nucléon spectateur excepté). Ainsi, comme nous le verrons dans la troisième partie, la direction suivant laquelle est mesurée l'impulsion longitudinale est celle définie ci-dessus et est représentée par le vecteur $\vec{V}$ sur la figure ci-dessous.



Remarquons que pour des π incidents de 11,7 GeV, cet effet est presque négligeable ; supposons que le nucléon heurté ait une impulsion de 300 MeV (ce qui est une valeur surestimée en moyenne) l'angle θ maximum est de l'ordre de 2°, mais prendre pour axe le direction de $\vec{V}$ évite un effet de flou sur les distributions se référant à l'axe de symétrie de la réaction.

b - Soient $\underline{p}_i$ et $\underline{p}_c$ les quadri-vecteurs impulsion-énergie respectivement pour le π incident et le nucléon cible et m_i, m_c, leurs masses respectives, alors le flux invariant est donné par l'expression

$$\phi = \frac{\sqrt{(\underline{p}_i \cdot \underline{p}_c)^2 - (m_i\, m_c)^2}}{m_i\, m_c}$$

Remarquant que $\left|\vec{P}_i\right| = 11,7$ et $m_i = 0,14$, $p_i \simeq E_i \gg m_i$

et que $p_c \lesssim 0,3$ et $m_c = 0,940$, $\frac{p_c}{E_c}$ est petit devant l'unité

alors

$$\phi \simeq \frac{p_i}{m_i}\ \frac{p_c}{m_c}\ \left(1 - \frac{p_c}{E_c}\ \cos\theta_c\right)$$

où θ_c représente l'angle entre la direction de la cible et celle du π incident.

Nous avons calculé, pour des nucléons cibles dont le spectre d'impulsion suit la distribution de Hulthén, la variation du flux en fonction de $\cos \theta_c$. Nous avons trouvé une variation linéaire en $\cos \theta_c$ dont les écarts maximum sont $\pm$ 15 % autour de la valeur centrale $\emptyset_o = \frac{pi}{mi} \frac{Ec}{mc}$

Ainsi si nous voulons comparer nos résultats à ceux obtenus à l'aide de cibles au repos (expérience sur l'hydrogène), nous devons pour toutes nos distributions tenir compte de ce facteur de flux qui n'est pas constant à l'inverse de ce qui se passe pour les réactions sur l'hydrogène.

c - Du fait du mouvement du nucléon cible, l'énergie totale $\sqrt{s}$ disponible pour la réaction n'est pas constante. Au lieu d'étudier la dispersion de $\sqrt{s}$ pour les réactions, nous préférons étudier la distribution de l'impulsion de π incidents sur des nucléons au repos correspondant à la même valeur de $\sqrt{s}$.

Tant que les variables observées ne dépendent que très faiblement de $\sqrt{s}$, l'effet de flou apporté sur les distributions pourra être négligé. En fait, nous devrions étudier les spectres par tranches de valeurs de $\sqrt{s}$, mais la statistique dont nous disposons n'est pas suffisante.

d - Lors de l'interaction, le nucléon cible lié ne se trouve pas sur sa couche de masse, nous devons en tenir compte chaque fois que nous considérons la cible. Par les mesures, nous connaissons la grandeur et l'impulsion p du nucléon spectateur. Nous devons considérer que l'énergie du nucléon cible est constante et égale à

$$E = \frac{M_d}{2}$$

(où M_d est la masse du deuton), ce qui entraîne que la masse du nucléon hors couche a pour expression

$$m = \sqrt{\left(\frac{M_d}{2}\right)^2 - \left|\vec{p}\right|^2}$$

L'expression du flux donnée en - b - doit être modifiée en prenant pour E_c et m_c les valeurs E et m calculées ci-dessus. De même dans l'expression du moment de transfert minimum intervient la masse de la cible que nous devons remplacer par l'expression de m ci-dessus.

Nous avons remarqué, sur les grandeurs calculées (flux, transfert minimum ...) que nous pouvions avec une très bonne approximation, considérer lors de l'interaction, que le nucléon cible (ou " heurté ") est sur sa couche de masse, tant que nous nous intéressons aux états finaux (nous ne regardons pas en détail le mécanisme d'interaction hadron-deuton, au vertex de la cible dans un graphe de Feynman).

En conclusion, le nucléon cible du deuton présente un intérêt évident pour l'étude des mécanismes sur neutron, mais du fait de son mouvement de Fermi à l'intérieur du noyau de deutérium, quelques corrections doivent être prises en considération pour la comparaison avec des résultats provenant d'autres expériences. Nous avons montré que le mouvement du nucléon cible provoque un effet de moyenne sur les distributions qui ne peut être résolu et entache nos résultats d'une imprécision plus grande que pour le cas des cibles fixes. Moyennant quelques précautions les nucléons du deutérium peuvent être considérés comme des cibles au repos, et les résultats que nous obtenons sont de qualité suffisante.

B - SELECTION DES DIFFERENTS CANAUX

Nous avons décrit dans la première partie, les critères employés dans le programme JUDGE pour le choix des hypothèses que nous avons effectué parmi les différentes hypothèses proposées par le programme de cinématique GRIND. Dans ce paragraphe, nous chercherons à lever l'ambiguïté parmi les hypothèses probables pour un événement et estimerons la nature des contaminations entre les différents canaux sélectionnés.

Remarquons que, pour notre lot, nous avons obtenu 6501 événements correspondant à une ou plusieurs hypothèses multineutres à l'exclusion des hypothèses à 1 contrainte et 4 contraintes, soit un pourcentage voisin de 60 % du nombre d'événements mesurés avec une bonne reconstruction géométrique. Ce grand pourcentage de multineutre produits à notre énergie semble de plus être une fonction lentement croissante de l'énergie de la particule incidente, ce qui justifie les recherches à entreprendre dans l'étude de la détection de particules neutres dans les expériences réalisées à l'aide de chambres à bulles.

Le tableau 1 donne la distribution du nombre d'hypothèses pour les événements ayant une configuration à 3 ou 4 branches. Le nombre moyen d'hypothèses par événement est

$$n = 2,0 \pm 0,3$$

Nous ne pouvons effectuer directement la discrimination entre les événements à 3 et 4 branches, car, par exemple, l'hypothèse $\pi^+ d \longrightarrow d\pi^+\pi^+\pi^- x^\circ$ ne peut être ajustée pour un événement à 3 branches, le deuton non visible étant recherché comme particule manquante.

Dans le tableau 2, nous avons porté le nombre d'événements ayant certaines hypothèses en compétition avec les 4 principales hypothèses :

$\pi^+ d \longrightarrow p_s p \pi^+ \pi^-$ p

$\pi^+ d \longrightarrow p_s p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ p°

$\pi^+ d \longrightarrow d \pi^+ \pi^+ \pi^-$ d

$\pi^+ d \longrightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- n$ n

	Nombre d'hypothèses	Nombre d'événements
une hypothèse	3747	3747
deux hypothèses en compétition.	8000	4000
trois hypothèses en compétition .	8175	2725
quatre hypothèses en compétition.	2772	693
cinq hypothèses en compétition.	30	6

Tableau 1.

type de la réaction	hypothèse seule	Hypothèses en compétition .										
p	415	p° 160	p,p° 8									
d	30	n 424	n,p^* 477	n,p° 273	p° 40	n,d° 18	n^* 18	autres 30				
p°	1204	p 160	d,n 273	n 206	n^* 80	p°,n 76	p° 40	d 40	n,d° 36	p^*,n 21	p ,p 24	autres 40
n	243	d 424	p^* 364	d,p^* 477	d,p° 273	p° 206	d° 70	p°,p° 52	p^*,d° 51	p°,d° 36	p^*p° 21	autres 66

Tableau 2.

Voir dans le texte la signification du code.
En deuxième ligne, les nombres d'événements.

Nous symboliserons dans ce chapitre les réactions par les lettres écrites à droite dans la liste ci-dessus, nous employerons les symboles p^*, d^*, n^* respectivement pour les réactions avec échange de charge, sur deuton, sans échange de charge et ayant des multineutres dans l'état final. Pour les réactions n nous n'avons pas distingué lequel du neutron et du proton était spectateur lors de l'interaction.

La situation est très claire pour les hypothèses en compétition avec l'hypothèse p, nous verrons page II.38 comment nous avons levé l'ambiguïté p, p^o.

Nous remarquons le pourcentage important d'événements ayant les hypothèses d, n en compétition, cela est expliqué page II.33. Admettant les arguments développés, nous pourrons interpréter plus facilement les hypothèses en compétition avec l'hypothèse d.

Un grand nombre d'hypothèses n, 37 %, est en compétition avec une ou plusieurs hypothèses p^* ou p^o, cette ambiguïté est facilement levée à l'aide du critère que nous décrivons ci-dessous.

1 - RECHERCHE D'UN NOUVEAU CRITERE POUR LA SELECTION DES HYPOTHESES EN COMPETITION.

Nous avons estimé que les critères de masse manquante carrée (MM2) et de probabilité ($p(\chi 2)$) employés généralement pour la sélection des hypothèses ne représentent pas suffisamment la réalité : pour s'en convaincre il suffit de se reporter à la distribution $p(\chi 2)$ pour les événements à 4 contraintes générés par méthode de Monte-Carlo (fig. 5) ; nous avons cherché une variable fortement corrélée aux critères de MM2 et $p(\chi 2)$ rendant mieux compte de la validité de l'hypothèse retenue.

α - Définition de la variable Δ.

Soit la réaction :

$$a + b \longrightarrow \sum_i \alpha_i \qquad (1)$$

où α_i représente la $i^{ème}$ particule de l'état final dont l'impulsion est mesurée, a est la particule incidente et b représente la cible. Pour

l'ajustement cinématique d'une telle réaction on définit la masse manquante carrée (MM2) qui a pour expression

$$MM2 = Em^2 - Pm^2 \qquad (2)$$

où Em et Pm sont respectivement l'énergie et l'impulsion manquante pour la réaction (1).

Dans le cas où il n'y a qu'une seule particule neutre de masse M dans l'état final, la valeur moyenne de MM2 doit être, dans la limite des erreurs, égale à la masse au carré de cette particule. Ceci n'est pas tout à fait exact car ce sont les valeurs $1/\rho$ (inverse du rayon de courbure de la trace), λ et φ (angles définissant la direction de la trace dans l'espace) qui se répartissent suivant une distribution gaussienne ce qui explique, on le voit à l'aide d'un calcul simple, que la valeur moyenne de MM2 soit légèrement inférieure à M2, ceci se voit clairement sur les distributions de MM2 pour les événements à 4 contraintes.

La MM2 représente une grandeur physique, mais présente l'inconvénient d'être calculée par la différence du carré de grandeurs, ainsi le signe de Em est perdu.

Nous avons introduit la grandeur Δ :

$$\Delta = Em - \sqrt{Pm^2 + M^2} \qquad (3)$$

(nous conservons nos conventions d'unité, Δ est exprimé en unité d'énergie). En éliminant Em entre les relations (2) et (3) on trouve pour l'expression de Δ :

$$\Delta = - \sqrt{P^2m + M^2} \pm \sqrt{P^2m + MM2}$$

Si lors de l'ajustement, on retient la bonne hypothèse, alors M2 = MM2 et :

a) $\Delta \simeq 0$ correspond à $Em > 0$

b) $\Delta \simeq -2 \sqrt{P^2m + M^2}$ correspond à $Em < 0$

Donc dans un diagramme Δ fonction de $\sqrt{P^2m + M^2}$ on doit trouver les événements répartis dans deux bandes, c'est bien ce que nous observons expérimentalement - voir l'annexe B pour quelques propriétés de Δ.

Remarques

1/. Em $\langle$ 0 n'est possible, dans la limite des erreurs, que pour les hypothèses à 4 contraintes.

Pour environ 1 % des événements à 4 contraintes, la bonne hypothèse n'est pas ajustée et le programme GRIND fournit l'erreur 15 : MI2 (voir page II.28) ceci est typique de tels événements. En effet, si les erreurs évaluées sont trop petites, il se peut que la conservation de l'énergie ne soit pas vérifiée dans la limite des erreurs, d'où le diagnostic MI2, bien que la masse manquante au carré puisse être voisine de 0.

Parmi de vrais événements à 4 contraintes, environ 10 % ne peuvent être ajustés, le programme GRIND donnant l'erreur 15 : FIT 34, c'est-à-dire valeur de P (χ^2) inférieur à 0,001. Ceci est une faiblesse du programme pour le traitement des hypothèses à 4 contraintes ; nous pensons que dans les distributions de P (χ^2) (pour les 4 c) les événements ayant une faible valeur P(χ^2) ne doivent pas être rejetés systématiquement (voir la figure 5).

2/. L'erreur relative sur Δ est petite devant celle sur MM2, ce qui rend le critère sur Δ plus " fin " que celui sur MM2. voir appendice B.

3/. Signification de Δ

Par construction Δ est une variable qui mesure la conservation de l'énergie d'un événement pour une hypothèse de masse fixée, cette variable relie l'énergie manquante à l'impulsion manquante, tout en conservant le signe de l'énergie manquante ; c'est son intérêt essentiel. En fait Δ est une mesure absolue et il est plus pratique de raisonner sur une variable relative soit ϵ, qui contient en elle les erreurs de mesure :

$$\epsilon = \frac{\Delta}{\delta\Delta}$$

où $\delta\Delta$ est l'erreur calculée sur la variable Δ d'après les erreurs données par GRIND sur les grandeurs $P_{i,\nu}$ (composantes cartésiennes de l'impulsion de chaque particule mesurée dans l'état final) ; en ce cas ϵ est une mesure de l'écart à la conservation de l'énergie pour l'hypothèse envisagée de l'événement. On peut nous reprocher de n'avoir pas pris en considération pour le calcul de $\delta\Delta$ les erreurs sur les variables directement mesurées $1/\rho$, λ et φ et leurs corrélations qui proviennent directement de l'ajustement cinématique, en fait nous avons considéré qu'en première approximation notre calcul est valable.

4/. Notons que l'estimateur Δ n'est pas utilisé en tant que fonction permettant de retenir une hypothèse directement d'après les résultats des calculs de cinématique (comme c'est le cas de la quantité MM2 lors de l'ajustement des événements à 1 contrainte réalisé par le programme GRIND), nous ne l'appliquerons qu'au lot d'hypothèses plausibles données par le programme de cinématique afin de définir l'hypothèse la plus raisonnable selon cet estimateur.

β - Validité du critère Δ.

Nous avons étudié le comportement de Δ sur deux expériences différentes à plus basse énergie, ceci nous permet d'en apprécier la validité. Nous avons ainsi étudié l'effet de Δ sur des événements générés par méthode de Monte-Carlo.

1 - Nous avons étudié les événements provenant de la réaction :

$$\bar{p}\, p \longrightarrow \bar{p}\, p\, \pi^+\, \pi^-\, \pi^\circ$$

à 1,2 Gev/c (réf. 7). Pour tous ces événements les particules chargées

sont reconnues par leur ionisation. Les distributions de Δ et ϵ en fonction de MM2, $\sqrt{P^2m + M^2}$ et de $P(\chi^2)$ ont les allures attendues d'après les prévisions faites ci-dessus.

Nous avons remarqué, ce qui est aussi vérifié pour les cas 2, 3 ci-dessous et nos événements, que ϵ et Δ sont très fortement corrélés, les deux distributions varient dans le même sens et dépendent, en première approximation, linéairement l'une de l'autre.

2 - Nous avons étudié l'efficacité de notre critère pour les événements provenant des réactions

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s p \pi^+ \pi^- (\pi^o)$$

à 5,1 Gev/c, dans lesquelles le proton rapide est reconnu par ionisation. Nous avons pu séparer les deux hypothèses à l'aide de la variable ϵ et nous avons vérifié que la sélection ainsi réalisée correspondait à celle obtenue en utilisant les critères cités dans les références (5 a-c)

3 - Nous avons généré par méthode de Monte-Carlo, en imposant une contrainte sur les moments de transfert afin de nous rapprocher de la réalité physique, des mesures d'événements correspondant aux réactions $\pi^+ n \longrightarrow p \pi^+ \pi^- (\pi^o)$ pour des π^+ incidents de 11,7 Gev/c, (réf. 8). Nous avons introduit sur les points calculés des erreurs représentant en moyenne les conditions expérimentales (erreurs de pointés, distorsions, diffusion multiple....). Les points des événements ainsi obtenus ont été considérés comme provenant d'une mesure, ces événements ont été passés à travers notre filière standard (THRESH, GRIND) avec les mêmes titres que ceux employés lors du traitement des événements provenant de la mesure. A l'aide du programme GRIND, nous avons tenté d'ajuster les hypothèses labellées par les numéros situés à droite dans la liste ci-dessous :

$\pi^+ n \longrightarrow$	$p \pi^+ \pi^-$	1	
$\pi^+ n \longrightarrow$	$p \pi^+ \pi^- \pi^o$	101	
$\pi^+ n \longrightarrow$	$\pi^+ p \pi^-$	2	*
$\pi^+ n \longrightarrow$	$\pi^+ p \pi^- \pi^o$	102	
$\pi^+ n \longrightarrow$	$\pi^+ \pi^+ \pi^- n$	103	

(* les deux hypothèses 2,102 correspondent aux deux types d'hypothèse d'événements générés.)

a/- résultats obtenus à l'aide du programme GRIND

Nous avons consigné dans le tableau 3 les résultats obtenus. Les hypothèses barrées (2, 102) signifient que ce sont respectivement les hypothèses (2, 102) qui ont été générées mais qu'elles n'ont pas été reconstruites par les programmes (pour des raisons autres que non mesurabilité) ; les raisons de l'échec sont classées suivant les diagnostics délivrés par GRIND (réf. 3-e).

Parmi les hypothèses proposées par le programme GRIND, nous n'avons retenu que celles compatibles avec les données d'ionisation. Nous devons signaler ici que les événements que nous avons générés sont trop périphériques, ce qui rend le proton presque toujours reconnaissable par ionisation (plus de 97 % des cas).

Les résultats du tableau 3 - a tendent à confirmer la confiance que l'on peut avoir dans l'ajustement à 4 contraintes lorsqu'il est en compétition avec un ajustement à 1 contrainte ; en effet aucun événement 1 contrainte n'ajuste d'hypothèse 4 contraintes. Nous pouvons considérer qu'environ 90 % des événements mesurables 4 contraintes sont classés et la contamination par les autres canaux est négligeable. Environ 11 % des événements à 4 contraintes ne peuvent être classés du fait des contraintes venant de la procédure d'ajustement ; ce pourcentage est important et ces événements méritent d'être étudiés spécialement.

REPARTITION DES HYPOTHESES APRES TRAITEMENT POUR

a - l'hypothèse n° 2 générée

b - l'hypothèse n° 102 générée

	seul	102	101	101, 102	FIT [illegible]	MI2
ombre d'événements	422	80	15	3	60	7
% du nombre ypothèses générées	71,9 %	13,6 %	2,4 %	0,5 %	10,2 %	1,2 %
			16,7 %		11,4 %	

a -

	seul	103	101	101, 103	multi-neutre	~~102~~ multi-neutre	FIT 34
nombre d'événements	487	11	9	7	31	10	1
% du nombre 'hypothèses générées	87,6 %	2 %	1,6 %	1,2 %	5,6 %	1,8 %	0,2 %
			1o,4 %			2 %	

b -

Il a été généré 1200 événements, 57 parmi eux (4,8 %) auraient été classés non mesurables d'après les critères que nous av ions fixés (voir première partie) soit 587 événements 4 contraintes et 556 événements 1 contrainte.

Pour les événements à 1 contrainte, environ 6 % sont classés multineutre et 5 % sont ambigus avec d'autres hypothèses à 1 contrainte. La procédure d'ajustement est mieux adaptée pour les 1 contrainte puisque seulement 2 % ne peuvent être classés. Néanmoins nous estimons que près de 90 % des événements mesurables à 1 contrainte sont correctement classés.

b/- comportement de l'estimateur

Ne tenant pas compte de l'information sur l'ionisation nous avons testé le critère ε par la séparation des différents canaux, bien sûr cette attitude est certainement entâchée d'imprécision du fait que le proton de l'état final est " lent ", mais nous pensons que nos déductions nous fournissent une estimation valable du comportement de ε.

Lorsque les hypothèses 2 ou 102 sont seules ajustées, les distributions de ε sont étroites et centrées autour de 0. Par contre pour le choix d'une hypothèse 103 (dans le cas d'une hypothèse 102 générée), la distribution de ε est très large et présente un creux au voisinage de 0, nous pouvons estimer à 8 % la contamination d'une hypothèse n par des événements p°, ce qui fait que notre critère est très satisfaisant même lorsque les particules ne sont pas reconnues par ionisation.

Nous avons utilisé le critère ε pour définir les différents canaux en cas d'hypothèses en compétition pour un même événement, nous devons remarquer que l'utilisation de ce critère ne se substitue nullement à ceux habituellement utilisés (χ^2, MM2, impulsion manquante,...) mais par contre il apporte une information cohérente entre les différents critères habituellement employés. Nous considérons que lorsqu'une hypothèse ajustée est " trop loin " de la " vraie " hypothèse, les critères χ^2 et ε ont même " comportement " en ce sens que tous deux rejettent cette hypothèse.

Dans la section III - c de cette partie, nous comparons pour trois classes d'événements, la sélection " classique " des hypothèses à celle que nous avons utilisée.

2 - RECHERCHE DE CONTAMINATION PAR D'AUTRES CANAUX.

Dans nos conditions expérimentales les π^+ ne sont pas, en général différenciés par l'ionisation des p et k, nous pouvons craindre qu'un des systèmes de deux π de l'état final soit en fait un couple particule anti-particule : $k\text{-}\bar{k}$ ou $p\text{-}\bar{p}$.

Au début de l'expérience, sur un petit lot d'événements, nous nous sommes assurés qu'une telle éventualité n'était pas possible en permettant au programme GRIND d'ajuster des hypothèses contenant une paire $(k,\bar{k})$ ou $(p,\bar{p})$. Nous n'avons pas trouvé d'événements ajustant de manière satisfaisante de telles hypothèses.

Nous pouvions craindre, notre lot d'événements testés étant faible, d'avoir statistiquement manqué des événements recherchés. Cependant, à postériori, sur tous nos événements, nous nous sommes assuré de la non contamination des hypothèses retenues par des hypothèses non envisagées. En effet examinons la réaction

$$\pi^+ d \longrightarrow d\, \pi^+\, x^+\, x^- \qquad (a)$$

pour laquelle nous supposons que le deuton et le π^+ de l'état final sont reconnus et le système $x^+ x^-$ représente un couple particule, anti-particule et M(x) est la masse de la particule hypothétique ; les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie appliquées à la réaction (a) nous donnent :

$$M^2(x) = \frac{1}{4\epsilon^2}\left[\epsilon^2 - (\vec{p}_3 + \vec{p}_4)^2\right]\left[\epsilon^2 - (\vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2\right]$$

ϵ est l'énergie du système x^+x^- et p_3 (p_4) représente l'impulsion de $x^+(x^-)$. Dans l'expression de $M^2(x)$ nous prenons les valeurs venant de la mesure avant ajustement par le programme GRIND.

- cas des réactions à 4 contraintes

$$\pi^+ d \longrightarrow d\, \pi^+_1\, \pi^+_2\, \pi^-$$

$$\pi^+ d \longrightarrow pp_s\, \pi^+\, \pi^-$$

Nous ne montrons pas le spectre de masse $M^2(x)$ car pour les systèmes $x_1^+ x^-$, $x_2^+ x^-$ et $x^+ x^-$ la valeur de $M^2(x)$ est égale à celle de la masse du π. Les événements de ces deux canaux ne correspondent qu'aux hypothèses envisagées.

- cas des réactions avec particule neutre

$$\pi^+ d \longrightarrow d \pi_1^+ \pi_2^+ \pi^- x^\circ$$

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s p \pi^+ \pi^- x^\circ$$

x° peut correspondre à un π° ou à un système multineutre. Pour rechercher une éventuelle masse M(x) différente de la masse d'un π nous pouvons procéder de deux manières différentes selon que l'on considère l'impulsion et l'énergie de x° comme provenant d'une particule réelle ou comme étant le résultat d'un mauvais choix d'hypothèse de masse pour les particules.

. x° est considéré comme une particule neutre (cas du π°)

Nous recherchons parmi les systèmes (x_1^+, x^-), (x_2^+, x^-), (x_1^+, x°), (x_2^+, x°) et (x^-, x°) un autre système particule anti-particule en supposant qu'il y a une particule neutre. Nos résultats sont négatifs comme on peut le voir sur la figure 6 où nous avons représenté $M^2(x)$ pour le système (x^+, x^-). Nous remarquons que ce sont les événements qui ont une faible valeur d'impulsion pour le π° qui représente les événements en dehors du pic correspondant à m_π^2, nous avons remarqué que ces événements sont ceux en compétition avec une hypothèse à 4 contraintes.

. x° n'est pas considéré comme une particule neutre.

On suppose que la réaction est à 4 contraintes et que l'impulsion Po et l'énergie Eo du x° sont des erreurs qui proviennent d'un mauvais choix d'hypothèse et des erreurs de mesure.

Il est évident que si Po et Eo sont grands, nous n'arriverons pas à ajuster d'hypothèse à 4 contraintes pour un tel événement. Les résultats sont encore négatifs, nous montrons sur la figure 7 la

masse $M^2(x)$ correspondant au système (x^+, x^-) pour différentes valeurs de Po (réf. 10), quand l'hypothèse retenue est à 1 contrainte.

Nous observons pour les faibles valeurs de Po un maximum pour $M^2(x) = 0{,}250\ \text{Gev}^2 \simeq m_k^2$. Nous avons traité tous les événements situés dans ce pic à l'aide du programme GRIND en introduisant l'hypothèse k^+k^- et nous n'avons pas trouvé d'événements satisfaisant cette hypothèse. Nous avons vérifié à l'aide d'un programme de Monte-Carlo que le pic n'est bien qu'un effet cinématique correspondant à un mauvais choix de masses.

Si nous regardons $M^2(x)$ pour des hypothèses multineutres nous ne trouvons pas de pic aux valeurs caractéristiques m_π^2, m_k^2 et m_p^2.

En conclusion, nous considérons que notre lot d'événements retenus ne contient pas d'autres possibilités d'hypothèse que celles que nous avons introduites dans le programme d'ajustement cinématique. Ces résultats sont en accord avec les extrapolations que l'on peut faire sur les données de section efficace connues pour les productions associées. Ceci ne veut pas dire qu'il n'y a pas de production de particules étranges dans les événements ayant une configuration à 3 et 4 branches, mais par contre, le lot d'événements que nous avons ajusté ne contient pas de façon appréciable d'événements étranges.

3 - LES CANAUX EN COMPETITION - LES SELECTIONS

a/ - Compétition entre les hypothèses d et n

Considérons un événement à 4 branches (nous pouvons étendre notre raisonnement aux configurations à 3 branches) pour lequel les hypothèses d et n sont en compétition et dont la trace s'arrêtant dans la chambre est bien reconnue par son ionisation (à l'ambiguïté p ou d près). En nous reportant à une table de parcours-énergie, nous connaissons par le parcours dans le cas d'une hypothèse d (n), l'impul-

sion P_d (P_p) de la particule. Nous remarquons que le rapport $\frac{P_d - P_p}{P_p}$ pour une longueur de trace connue est voisin de la valeur $0,66 \simeq \frac{2}{3}$. Le deuton et le proton ayant même direction, l'impulsion P_n du neutron doit être telle que $\frac{P_n}{P_p} = 2/3$ et de plus l'angle $\theta = (\vec{P}_n, \vec{P}_p)$ doit être voisin de 0.

Ainsi les hypothèses n pour lesquelles les deux critères

$$\frac{P_n}{P_p} \simeq \frac{2}{3} \quad \text{et} \quad \theta \simeq 0, \qquad \cos\theta \simeq 1 \qquad (1)$$

sont vérifiés seront en compétition avec l'hypothèse d. Dans un diagramme $\frac{P_n}{P_p}$ fonction de cos θ, les événements doivent être situés dans une petite région située autour des valeurs ci-dessus. Inversement toute hypothèse d doit être en compétition avec une hypothèse n. Cette ambiguïté est due au fait que le deuton est composé de deux nucléons très peu liés, elle ne peut être levée événement par événement mais statistiquement.

Expérimentalement, nous observons, pour les événements ayant une hypothèse n en compétition avec une hypothèse d une accumulation d'événements autour des valeurs des paramètres indiqués en (1), mais nous n'observons aucune accumulation dans la région attendue lorsque l'hypothèse n n'est pas en compétition avec une hypothèse d. Pour 530 hypothèses d, nous avons 468 hypothèses en compétition avec n, soit 88 %, et seulement 6 % d'hypothèses d non en compétition avec d'autres hypothèses. Les prévisions ci-dessus sont ainsi bien confirmées.

Nous n'emploierons pas de critère sur l'angle θ ($\cos\theta$) car un calcul d'erreur montre que l'erreur sur cos θ est trop grande pour utiliser un critère de sélection sur cette variable.

Pour l'hypothèse n en compétition avec l'hypothèse d, la masse effective (p,n) présente un pic à la masse du deuton avec une très bonne définition, ce pic est situé sur un fond correspondant aux hypothèses n qui ne sont pas d. En sélectionnant les événements pour lesquels cette masse est au voisinage de la masse du deuton (1,875 GeV), c'est-à-dire les événements pour lesquels M (p,n) $\langle$ 1,885 GeV, nous

estimons que nous avons au maximum une contamination de 5 % d'hypothèses n dans les hypothèses d. Un calcul de Monte-Carlo nous a permis de vérifier que ce pourcentage est irréductible si l'on ne veut pas perdre d'événements d.

En conclusion, nous considérons qu'un événement ayant les hypothèses n et d en compétition correspond à l'hypothèse d si :

$$M(p, n) < 1{,}885 \text{ GeV}$$

$$0{,}3 \leqslant \frac{p_n}{p_p} \leqslant 1$$

pour l'hypothèse n. Autrement l'hypothèse d est éliminée.

Pour les événements à 3 branches, nous avons un excès d'événements ajustant l'hypothèse d. Parmi eux nombre d'événements ont une impulsion pour le deuton supérieure à celle permise par leur parcours (nous considérons qu'un deuton ayant une impulsion inférieure à 135 MeV peut ne pas avoir été détecté à cause d'un parcours trop faible). Pour les événements à 3 branches nous avons introduit un critère supplémentaire permettant d'éliminer ces hypothèses aberrantes en exigeant que l'impulsion du deuton (après ajustement) soit inférieure à 150 MeV. Rappelons que pour les hypothèses d à 3 branches le deuton est ajusté comme une particule manquante c'est pour cela que nous n'avons pas d'événement d° à 3 branches.

b/- Compétition entre les hypothèses n et p* (p°)

Considérons les deux réactions p° ou p* et n ci-dessous pour lesquelles les couples de particules se correspondent verticalement :

$$\pi^+ d \longrightarrow \boxed{p_s}\ p\ \pi^+\boxed{\pi^-}\ X^\circ \qquad (1)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow \boxed{p}\ \pi_1^+\ \pi_2^+\ \boxed{\pi^-}\ n \qquad (2)$$

X° est soit un π° soit un système multineutre. Remarquons que pour la réaction (2) le proton ne peut être que spectateur si la configuration de l'événement est à 4 branches, d'autre part, pour une configuration à 3 branches, dans la quasi-totalité des cas, le proton est spectateur.

En conséquence, les particules encadrées se correspondent sans ambiguïté.

Si nous imposons que le proton non spectateur de (1) soit reconnu par ionisation, l'ambiguïté entre (1) et (2) n'existe plus. Il est donc intéressant de savoir séparer ce type d'hypothèse en compétition si nous ne voulons pas introduire de critère special pour les réactions du type (2) : par exemple on pourrait opérer une coupure en impulsion du π^+, afin de le distinguer du proton à l'aide de l'ionisation, en ce cas toute l'information contenue dans les événements ayant des traces protons énergiques serait perdue.

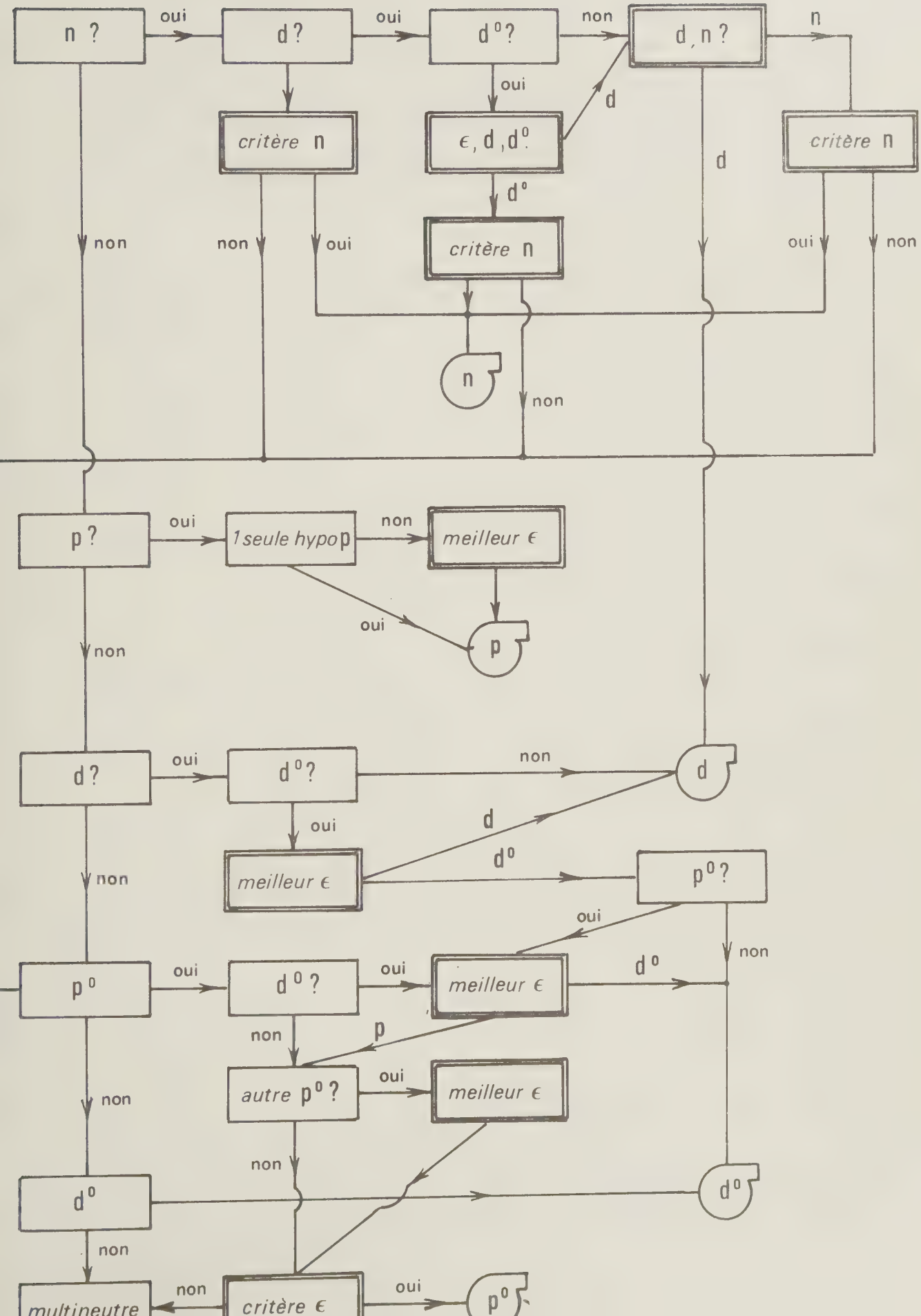
La figure 8 montre la distribution de la MM2 pour des hypothèses n en compétition avec p* et, ou p°. Nous remarquons un pic situé à environ 0,9 GeV^2 correspondant à la masse carrée du neutron, un excès d'événements pour les grandes valeurs de MM2 et une bosse au voisinage de $MM2 \simeq 0.6\ GeV^2$. En utilisant la variable ε définie ci-dessus (conservation de l'énergie), nous arrivons à séparer correctement (sur le spectre de MM2) les deux hypothèses en compétition.

Nous considérons, lorsqu'il y a compétition entre les réactions n, p° et, ou p*, que l'hypothèse n est valable si $-0.7 \lesssim \varepsilon \lesssim 0,5$ (événements hachurés sur la figure 8) ; si ε est en dehors de cet intervalle, l'hypothèse n est rejetée.

c/- Procédure employée pour la sélection des canaux.

Notre sélection des différents canaux utilise essentiellement le critère ε. Nous avons écrit un programme SMART travaillant événement par événement (ce programme envisage de façon hiérarchisée toutes les hypothèses retenues jusqu'à ce niveau du traitement de l'événement). Pour un événement donné, nous sélectionnons une seule hypothèse, la plus probable selon nos critères, voir l'organigramme page II.37.
Nous avons remarqué au paragraphe précédent (b) qu'après sélection des hypothèses en compétition p°, p* d'avec n, les événements se répartissent en deux classes disjointes.

- classe A : événements ayant 2 protons dans l'état final
- classe B : événement ayant un neutron ou un deuton dans l'état final.


n ?
oui
d?
oui
d⁰?
non
d, n ?
n
critère n
ϵ, d, d⁰
oui
d
d⁰
critère n
d
critère n
non
non
oui
oui
non
n
non
p ?
oui
1 seule hypo p
non
meilleur ϵ
oui
p
non
d?
oui
d⁰?
non
d
oui
d
meilleur ϵ
d⁰
p⁰?
non
oui
p⁰
oui
d⁰?
oui
meilleur ϵ
d⁰
non
p
non
autre p⁰?
oui
meilleur ϵ
non
d⁰
d⁰
non
multineutre
non
critère ϵ
oui
p⁰

α - Traitement de la classe A

Dès que l'hypothèse à 4 C est possible nous l'avons retenue au détriment des autres hypothèses voir discussion page II.28 . Après une étude du comportement des événements à 1 C, nous n'avons retenu que les événements (non en compétition avec l'hypothèse 4C) pour lesquels :

$$-1 \leqslant \varepsilon \leqslant 1$$

Les autres événements sont considérés soit comme multi-neutres soit comme inclassables sans trop d'ambiguïté.

β - Traitement de la classe B

Nous avons recherché si l'hypothèse n est en compétition avec l'hypothèse d. Si c'est le cas nous avons choisi l'hypothèse vérifiant les critères décrits en -a-. Si c'est l'hypothèse n qui est retenue (qu'elle soit ou non en compétition avec d), afin d'être acceptée, elle doit vérifier le critère :

$$-0,7 \leqslant \varepsilon \leqslant 0,5$$

Dans le cas où l'hypothèse d est en compétition avec d° nous avons retenu l'hypothèse qui a la valeur de ε la plus proche de 0, dans la quasi-totalité des cas c'est l'hypothèse d qui a été retenue.

En employant ces critères et procédant comme l'indique le schéma page II.37, nous avons obtenu pour les différents canaux les distributions de MM2 et $P(\chi^2)$ des figures qui correspondent aux allures attendues.

d/- Discussion de nos résultats et comparaison à ceux obtenus par d'autres méthode de sélection.

Comme nous l'avons indiqué ci-dessus, nous avons estimé les valeurs extrêmes (largeur et position) du paramètre ε pour chaque hypothèse afin d'obtenir une seule hypothèse par événement. Les valeurs des

extrêma de ϵ données dans ce texte correspondent à un premier choix et non pas au meilleur choix quant au pourcentage d'événements pour lesquels on peut choisir une hypothèse : selon nos critères, sur 3603 événements p, d, p°, n classables (ambigüs et non ambigüs), nous en avons classé 2167 soit 71 %, parmi les 20 % d'événements non classés certains sont multineutres et les autres sont tels (imprécisions de mesure en général) que l'ambiguïté n'est pas soluble.

A priori les meilleures valeurs des extréma de ϵ seront celles pour lesquelles le pourcentage d'événements classés sera le plus élevé. Corellativement les distributions de MM2, $P(\chi^2)$,.... devraient être les " meilleures ". Remarquons que les valeurs de ϵ dépendent fortement de la procédure employée dans les différents laboratoires (propagation des erreurs, critère de sélection au niveau de GRIND...), ils doivent être en conséquence ajustés pour chacun d'eux.

Pour une partie de notre statistique, les résultats des comparaisons des sélections respectivement pour les hypothèses p° et d sont discutés ci-dessous par rapport à d'autres méthodes employées plus couramment. Nous appellerons :

- sélection 1 : l'ensemble des critères que nous avons définis ci-dessus, que ce soit pour l'hypothèse p ou d.
- sélection 2 : les critères définis dans la référence 2 pour l'hypothèse p°. Le choix des critères était fait afin d'obtenir de " bonnes distributions " en MM2, $P(\chi^2)$ et impulsion du proton rapide : rappelons les :
  + non compétition avec une hypothèse 4C dont la valeur de $P(\chi^2)$ est supérieure à 6 %
  + Si l'hypothèse est ambiguë avec une autre hypothèse p, celle qui a la meilleure valeur de $P(\chi^2)$ est retenue.
  + toutes les hypothèses retenues doivent satisfaire :
    . l'impulsion du proton rapide doit être inférieure à 2 GeV
    . parmi les événements pour lesquels la MM2 $\rangle$ 0,04 GeV^2 seuls sont retenus ceux pour lesquels $P(\chi^2) \rangle$ 20 %.

- sélection 3 : Ce sont les critères habituellement employés pour sélectionner un tel canal :

$$MM2 \langle - 0,1\ GeV^2$$

pour les 3 branches :

+ la masse effective du proton et du neutron doit être inférieure à 1,89 GeV.

+ impulsion du deuton inférieure à 150 MeV

pour les 4 branches, la masse effective du proton et du neutron doit être inférieure à 1,885 GeV.

1 - Comparaison des sélections 1 et 2 - Canal p^o

Nous avons considéré un lot de 357 événements ayant une hypothèse p^o;parmi ceux-ci :

- 69 événements (19 %) ont été classés dans un autre canal (autre que multineutre),

- 50 événements (14 %) n'ont pu être classés (sélection 1, sélection 2) hypothèse multineutre mise à part.

Sur le lot de 238 événements classés soit par la sélection 1, soit par la sélection 2, 114 (48 %) sont communs aux deux sélections, les autres événements se répartissent selon le tableau ci-dessous :

	seule hypothèse p^o	hypothèse en compétition avec d	n	multineutre
sélection 2	94	0	4	3
sélection 1	7	11	2	3

Répartition des hypothèses pour les 2 sélections

La principale différence entre les deux méthodes de sélection provient des événements pour lesquels l'hypothèse p° est seule ajustée :

a - environ 2 % de tels événements sont classés par la sélection 1 et rejetés par la deuxième, ceci n'est pas très significatif étant donné le nombre d'événements composant notre échantillon

b - 38 % parmi les événements classés par les deux méthodes n'ont été retenu que par la deuxième sélection.

Nous remarquons que parmi les 94 événements de la sélection 2 n'ayant qu'une seule hypothèse et classés p°, il y a un rapport 3 branches/4 branches égal à $\frac{75}{19} \simeq 4$; nous avons calculé le même rapport pour les événements communs aux deux sélections, sa valeur est 1,6, il semble que dans la sélection 2 trop d'événements à 3 branches ont été retenus.

Nous avons effectué une étude comparative des événements à 3 et 4 branches pour ce canal. Dans l'hypothèse d'une interaction à proton spectateur le comportement de toutes les distributions doit être identique que ce soient des événements à 3 ou 4 branches. La figure 10 montre pour les événements à 3 branches et ceux à 4 branches la répartition de l'impulsion du π° en fonction de la MM2. Nous remarquons :

1/- Un comportement totalement différent des événements à 3 et 4 branches. Des études plus fines nous ont convaincu d'éliminer systématiquement les événements à 3 branches ; en fait les erreurs sur MM2 sont très grandes en moyenne, dans le chapitre II.A.2, nous avons montré la difficulté que l'on a à maîtriser de tels ajustements.

2/- Pour les événements à 4 branches nous avons obtenu une distribution satisfaisante excepté pour ceux ayant une impulsion du π° dans une étroite bande d'impulsion centrée autour de 500 MeV. Ces événements (5 % de ceux classés dans le canal p°) représentent une contamination résiduelle avec le canal d, les erreurs de mesure pour ces événements sont très grandes et une trace (le proton dans l'hypothèse p°) a une grande impulsion : plusieurs GeV.

Nous avons cherché la provenance d'erreurs si grandes ; la cause principale provient du fait que les traces ne sont pas mesurées sur des longueurs suffisamment grandes, ceci n'est pas dû à une mauvaise qualité du travail lors de la mesure (les traces " rapides " sont mesurées sur des longueurs de 85 cm environ) mais au fait que la chambre à bulles de 2 m n'est pas assez longue pour des mesures précises d'événements à basse multiplicité produits à 12 GeV.

Nous devons remarquer que pour les grandes valeurs de l'impulsion du π^o la contamination par la canal $p\ \pi^+\ \pi^-\ X^o$ (X^o représente 2 ou plus de 2 π^o) est possible, nous ne pouvons estimer avec suffisamment d'exactitude la valeur de cette contamination, nous pensons qu'elle n'excède pas 10 % dans la région des grandes valeurs d'impulsion du π^o.

Nous estimons que notre sélection du canal p^o, employant le critère ε, est suffisante si nous écartons les événements à 3 branches et parmi ceux à 4 branches, nous enlevons les événements ayant la configuration très particulière décrite ci-dessus à l'aide du critère supplémentaire : la MM2 doit être inférieure à 0,2 GeV^2 si l'impulsion du π^o est inférieure à 500 MeV.

Notre lot d'événements correspondant à l'hypothèse p^o contient 1165 événements. Ce lot nous paraît suffisamment purifié pour les études que nous présenterons dans la troisième partie de notre travail.

2 - Comparaison des sélections 1 et 3 - Canal d

Notre lot est composé de 137 événements ayant ajusté l'hypothèse d. 22 événements n'ont pas été classés d par les deux méthodes de sélection. Parmi les 115 événements classés :

- 82 soit 71 % ont été classés d par les 2 méthodes
- 20 soit 17,7 % ont été classés d par la sélection 3 et ont été classés dans un autre canal par la sélection 1
- 13 soit 11,3 % ont été classés d par la sélection 3 et multineutre par la sélection 1

En conclusion il semble que les critères de la sélection 1 soient un peu trop sévères mais d'autre part le lot obtenu semble être plus pur (autres canaux éliminés). Nous avons ainsi retenu 1708 événements pour ce canal.

3 - Canal n

Nous avons retenu pour ce canal 2855 événements. Faute de sélections faites par d'autres méthodes nous n'avons pas d'éléments de comparaison. L'étude de certaines distributions et les résultats précédents nous ont encouragé à considérer comme suffisante notre sélection.

4 - Canal p

Pour ce canal notre méthode et celle employée dans la référence 2 donnent les mêmes résultats, ce qui confirme la validité du critère ϵ. Nous avons retenu 2538 événements pour ce canal.

Conclusion -

L'estimateur ϵ que nous avons introduit donne de bons résultats, dans la mesure d'une précision suffisante des grandeurs mesurées et calculées, en accord satisfaisant avec les méthodes " classiques " (emploi de MM2, P (χ^2), ...). La méthode que nous avons employée présente l'avantage de ne pas classer simultanément le même événement dans plusieurs canaux différents.

C - RESOLUTION EXPERIMENTALE EN SPECTRE DE MASSE EFFECTIVE

La connaissance de la résolution expérimentale dans les spectres de masse que nous analyserons dans la troisième partie est une grandeur qu'il faut possèder afin d'évaluer la signification statistique des distributions que nous observerons, nous pourrons ainsi définir une largeur de canal pour chaque distribution.

La résolution est fonction de la précision des pointés de mesure (erreurs externes), de la détermination des constantes employées dans les programmes ce sont les erreurs internes (correction des distorsions, diffusion multiple, ...). La résolution dépend aussi de la variation des conditions expérimentales lors de la prise des clichés de l'expérience, les " constantes " déterminées fluctuent autour de valeurs moyennes.

Deux possibilités sont envisageables pour déterminer l'ensemble des erreurs externes et internes que nous appellerons erreurs ; soit la détermination à partir d'un lot statistique vérifiant certains critères, soit en mesurant quelques événements types un grand nombre de fois. Les deux méthodes si aucun biais parasite n'est introduit, et si elles sont significatives, doivent conduire au même résultat. Il est pratiquement impossible de procéder, en général, selon la seconde méthode proposée car cela nécessiterait un long temps de mesure. Cependant, si on définit des critères tels que le lot obtenu contienne un nombre faible d'événements, cette méthode permettra de mesurer la répercussion des erreurs de pointé sur les grandeurs que l'on analysera.

Nous avons calculé selon la procédure standard du programme SLICE (réf.3) les erreurs sur les valeurs des différentes masses effectives en utilisant la matrice d'erreurs fournie par GRIND (ref. 3) sur les grandeurs $1/\rho$, λ, φ pour chaque trace et leurs corrélations. Nous avons confiance dans la valeur relative des erreurs, par là nous entendons que le sens de variation de l'erreur (sur la masse effective de deux particules par exemple) est dans le bon sens. Cependant nous sommes moins sûrs de la valeur réelle de l'erreur elle-même. Possèdant ces données, nous admettons que dans un intervalle de masse

compris entre M et M + Δ M, la valeur de la résolution varie peu. Aussi nous partageons chaque spectre de masse en tranches, telles que la signification statistique soit suffisante (il faut établir un compromis entre la largeur des tranches et le nombre d'événements qu'elles contiennent). Nous considérons que tous les événement ayant une masse comprise entre M et M + Δ M ont en fait la même masse M mais que leur masse est connue à δ M près (résultat du calcul d'erreur), un événement de la tranche considérée est représenté par une gaussienne de surface unité, centrée autour de M et de largeur δ M, l'histogramme ainsi obtenu (somme de gaussiennes de largeur différente) représente une distribution ayant une allure de courbe en cloche ; nous avons appelé résolution, la demi-largeur à mi-hauteur du maximum du spectre ainsi constitué.

Les figures 9 donnent nos résolutions expérimentales globales (3 branches et 4 branches) par les principales masses effectives des réactions

$$\pi^+ d \longrightarrow d \pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^o)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s p \pi^+ \pi^- (\pi^o)$$

$$\pi^+ d \longrightarrow n p \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

Nous avons remarqué que pour une même région d'un spectre de masse la résolution variait environ d'un facteur deux entre les événements à 3 branches et ceux à 4 branches.

Nous avons évalué la résolution de notre spectre de masse effective $\pi^+ \pi^-$ dans la région du f° produit par la réaction

$$\pi^+ d \longrightarrow p_s p f^o \longrightarrow \pi^+ \pi^-$$

afin de nous rendre compte de la signification statistique de la séparation en deux pics du f° (ref 10) Nous avons mesuré 20 fois chacun des 5 événements ayant une topologie 4 branches pris dans la région d'intérêt Nous avons évalué une erreur de 7 MeV pour une masse centrale de 1250 MeV.

Si nous nous reportons à la figure 9 nous trouvons une résolution d'environ 22 MeV, l'écart entre les deux résultats semble important. Cependant sur la figure nous avons la résolution globale pour les événements ayant des topologies à 3 ou 4

branches, or nous avons vérifié que la résolution était moins bonne pour les 3 branches que pour les 4 branches, d'autre part nous remarquons que la distribution de probabilité de χ^2 de l'ajustement de la réaction $\pi^+ d \longrightarrow p_s p \pi^+ \pi^-$ est piquée vers les plus grandes valeurs, ce qui caractérise le fait que nos erreurs ont été sur-évaluées.

En conclusion, nous considérons que notre estimation de la résolution en masse effective est satisfaisante bien que certainement surestimée.

CHAPITRE III

SECTIONS EFFICACES

A l'aide des données du dépouillement et de celles résultant de la mesure, nous évaluons les sections efficaces et comparons les valeurs que nous trouvons à celles déjà connues.

Nous n'utiliserons que les données recueillies par notre laboratoire mais nous nous sommes assurés de la compatibilité de nos résultats avec ceux obtenus par nos collègues des autres laboratoires de la collaboration.

Tant que nous calculons des sections efficaces totales et topologiques nous avons confiance en nos méthodes car nous savons ce que nous faisons ; mais dès que nous calculons des sections efficaces partielles (pour les différents canaux que nous étudions) le problème se complique car nous contrôlons difficilement les répercussions des coupures que nous adoptons sur nos histogrammes, nous décrirons dans le paragraphe 3 comment nous avons pallié ces difficultés.

I - SECTION EFFICACE TOTALE

1. Détermination de la section efficace à l'aide des données provenant du dépouillement.

Rappelons que lors du dépouillement des clichés, nous avons défini deux longueurs de volume utile (figure 2a) et nous avons compté le nombre de particules traversant le plan perpendiculaire au faisceau situé au milieu du plus grand volume utile.

Le nombre N de particules traversant le plan de comptage de traces a été évalué à 417.500 $\pm$ 3000 pour tous nos clichés dépouillés (32.643) soit une moyenne de 12,8 traces par cliché au niveau du plan de comptage.

En employant les notations définies sur la figure 2a et en définissant

$$x_o = \alpha \sigma_o \quad ; \quad x = \alpha \sigma$$

avec $\alpha = A / \rho N$

où : A est le nombre de masse de la cible : 2

ρ est la densité du deutérium : 0,136 g/cm^3

N est le nombre d'Avogadro

σ_o la section efficace totale (pour toutes les topologies)

σ la section efficace des événements à 3 et 4 branches.

le nombre N d'interactions total dans le grand volume utile, et le nombre d'événements de configuration à 3 et 4 branches, dans le petit volume utile, N_{34}, sont donnés par les expressions :

$$N_T = N e^{x_o l} \left\{ \left[1 - e^{-x_o (L+\Delta L)} \right] - e^{-x_o L} \frac{x}{x_o} (1 - e^{-x_o \Delta L}) \right\}$$

$$N_{34} = N e^{x_o l} \frac{x}{x_o} \left[1 - e^{-x_o L} \right]$$

de ces deux expressions, nous pouvons calculer σ_o et σ ; nous avons trouvé

$$\sigma_o = 46,7 \text{ mb}$$

Nous estimons les erreurs de l'ordre de 5 %, provenant de l'imprécision sur la connaissance de la densité du deutérium, des contaminations du faisceau incident, des dimensions du volume utile, de l'estimation des efficacités de dépouillement,..... La contribution la plus importante à l'incertitude donnée sur le résultat provient de la relativement mauvaise détermination de la densité du deutérium.

Remarquons que le nombre d'événements à 1 et 2 branches est certainement sous évalué, la perte de tels événements est systématique. En effet dans le cas des événements à 1 branche, par exemple, le changement de direction au vertex est tellement faible qu'on ne peut l'apprécier lors du dépouillement. Dans le cas d'événements à 2 branches pour lesquels le proton spectateur est à la limite de visibilité nous nous retrouvons dans la situation précédente. Une estimation de la perte correspondant à de telles configurations en supposant

que tous les événements élastiques et seulement eux sont perdus conduit à 2,8 mb (référence 2). Cette valeur est légèrement surestimée, car nous ne perdons certainement pas tous les événements élastiques.

Finalement notre section efficace totale est de :

$$\sigma = (49,5 \pm 2,5) \text{ mb}$$

2. Comparaison avec les autres résultats expérimentaux.

A titre de vérification, nous avons comparé nos résultats à ceux des différents lots provenant des laboratoires de la collaboration et les résultats sont compatibles entre eux (référence 2).

Sur la figure 11 est représentée une compilation des sections efficaces totales $\pi^+ d$ en fonction de l'énergie des π^+ incidents. Notre mesure est en bon accord avec ces résultats compte tenu des imprécisions.

La section efficace totale sur deutérium doit être égale à celle sur le proton augmentée de celle sur le neutron constituant le noyau, à l'effet d'ombre près. En extrapolant à notre énergie les données de la référence 11 et en remarquant que les deux états initiaux $\pi^+ n$ et $\pi^- p$ sont symétriques de charge, nous trouvons :

$$\sigma (\pi^+ n) = (26,1 \pm 1) \text{ mb}$$

$$\sigma (\pi^+ p) = (24,4 \pm 1) \text{ mb}$$

soit $\sigma (\pi^+ n) + \sigma (\pi^+ p) = 50,5$ mb à comparer à $\sigma (\pi^+ d) = (49,5 \pm 2,5)$ mb que nous venons de calculer. Si l'on observe les valeurs centrales on en conclut que la section efficace totale sur deutérium est inférieure à la somme des sections efficaces totales sur neutron et proton, ainsi qu'il a été calculé théoriquement par Glauber (voir l'Appendice A) et qui est connu sous le nom d'effet d'ombre.

Malheureusement, les imprécisions sur la détermination de notre section efficace sont du même ordre de grandeur que l'effet que nous voulons mettre en évidence, ainsi nous ne pouvons tirer aucune conclusion sur l'effet d'ombre et à plus forte raison, sur le mécanisme d'interaction sur le deutérium (voir aussi page II.9) et la fonction d'onde du deutérium.

II - SECTIONS EFFICACES TOPOLOGIQUES

Le tableau ci-dessous donne les sections efficaces d'après les événements relevés au dépouillement compte tenu des pertes estimées dans la première partie et des résultats obtenus ci-dessus.

Topologie	σ topologique en mb	nombre de μ b par événement dépouillé
1 + 2 branches	16,8	0,65
3 + 4 branches	17,5	0,6
5 + 6 branches	11,7	0,54
7 branches et plus	3,5	0,54

Sections efficaces topologiques

Le résultat des 3 et 4 branches provient de la résolution des deux équations du paragraphe 1. Pour les événements à 1 et 2 branches, nous avons tenu compte de la correction estimée ci-dessus.

En comparant nos résultats aux sections efficaces topologiques publiées (réf. 11) l'accord est satisfaisant.

III - SECTION EFFICACE DES CANAUX SELECTIONNES

Il est bien connu que les techniques de chambre à bulles ne fournissent pas de données précises sur les valeurs des sections efficaces, cependant, elles permettent de déterminer des sections efficaces pour certaines réactions que ne peuvent encore fournir les techniques d'électronique. Nous tentons de calculer les sections efficaces dans l'optique suivante : pour certains canaux les valeurs de la section efficace, à notre énergie, peuvent être connues par extrapolation, ce qui nous permet de les comparer à celles calculées à partir de nos événements, ainsi nous pourrons estimer la validité des facteurs cor-

rectifs introduits ; pour les canaux dont les données sont insuffisantes pour nous permettre une extrapolation, nous donnerons nos valeurs calculées en précisant les facteurs correctifs employés.

Dans le deuxième chapitre, nous avions classé les événements dans différents canaux : pour certains d'entre eux, nous avons dû, afin de réduire les contaminations par d'autres canaux, éliminer les événements présentant une ambiguïté " trop grande ". Il nous est difficile d'évaluer le pourcentage d'événements non classés pour chaque canal, ce qui nous oblige à augmenter les erreurs sur les valeurs de la section efficace, d'autre part du fait de la procédure employée les valeurs des sections efficaces que nous calculons sont certainement sous estimées pour certains canaux.

Tenant compte des événements perdus (non mesurables, non mesurés, perdus en cours de traitement, etc...) nous avons calculé que 1 événement sur notre D.S.T. totale (avant sélection des canaux) correspondait à 1,56 événement candidat. Supposant que ce facteur correctif est le même pour tous les canaux étudiés nous calculons que 1 événement sur notre D.S.T. totale correspond à une section efficace de $(0,94 \pm 0,055)$ μb.

1 - Canal $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Ce canal est ajusté à 4 contraintes, nous avons pu classer presque tous les événements de ce canal (enregistrés sur notre D.S.T.), environ 19 % sont en compétition avec le canal $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$, nous les avons gardés voir p. II.27. Par rapport aux 583 événements classés dans ce canal, nous aidant des résultats du tableau 3, nous avons estimé que le nombre maximum deévénements n'appartenant pas à ce canal est de 27 et que le nombre maximum d'événements appartenant à ce canal mais non compris dans notre lot est de 54 soit une valeur de la section efficace pour ce canal de :

$$\sigma = (540 \, ^{+\,92}_{-\,47}) \, \mu b$$

Par ailleurs, la valeur extrapolée à partir des données provenant de la réaction symétrique de charge $\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$ permet d'évaluer $\sigma = (640 \pm 100)$ μb, ce qui est en bon accord avec notre résultat.

Nous pouvons pour ce canal calculer le rapport R défini comme suit :

$$R = \frac{\text{nombre total d'événements à 3 ou 4 branches}}{\text{nombre d'événements à 4 branches}} \Big|_{\text{pour ce canal}}$$

nous trouvons $R = 2{,}97 \begin{matrix} +\,0{,}37 \\ -\,0{,}27 \end{matrix}$

Nous supposerons, par la suite, que ce rapport, dont la valeur est proche de celle fournie par le calcul effectué à partir de la distribution théorique de l'impulsion du proton spectateur (voir II.A.2 et appendice A) est le même pour tous les canaux ayant un proton spectateur.

2 - Canal $\pi^+ n \to p\, \pi^+ \pi^- \pi^\circ$

Pour ce canal nous n'avons pas de référence permettant d'effectuer une extrapolation ou une vérification, d'autre part, un grand nombre d'événements a des hypothèses en compétition avec d'autres canaux, ce qui rend la tâche délicate.

Nous ne considérerons que les événements à 4 branches et pour avoir une estimation du nombre total d'événements à 3 et 4 branches, nous utiliserons la valeur de R calculée précédemment. Le nombre d'événements à 4 branches sur notre D.S.T. est corrigé en tenant compte des ambiguïtés non classées pour ce canal. Ce facteur est une estimation dont nous ne pouvons garantir la valeur que moyennant de larges barres d'erreur. D'où

$$\sigma = (740 \begin{matrix} +\,130 \\ -\,110 \end{matrix}) \ \mu b$$

3 - Canal $\pi^+ n \to n\, \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Nous avons 287 événements à 4 branches pour ce canal, en utilisant la valeur de R calculée ci-dessus, nous trouvons comme valeur de la section efficace de ce canal

$$\sigma = (798 \begin{smallmatrix} + 135 \\ - 115 \end{smallmatrix}) \ \mu b$$

Cette valeur peut être comparée à celle obtenue par extrapolation des données (réf. 11) du canal symétrique de charge $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+$, nous trouvons $\sigma (\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^- \pi^+) = (1,03 \pm 0,1)$ mb

Dans la limite des erreurs estimées, les valeurs se recoupent. De telles erreurs peuvent masquer des effets que nous ne pouvons mettre en évidence.

4 - Canal $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$

Pour ce canal nous ne pouvons avoir d'événement à 3 branches, d'autre part, nous avons mesuré les événements ayant une trace candidate proton s'arrêtant dans la chambre, ce qui fait que nous n'avons pas tous les protons du spectre d'impulsion. Sans risque de grossières erreurs nous ne pouvons extrapoler aux grandes impulsions le spectre d'impulsion du proton. Nous considérons que pour ce canal, nous ne sommes pas en mesure de donner une valeur de la section efficace. En nous basant sur les données correspondant à la réaction $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (réf. 11) extrapolées à notre énergie, nous trouvons :

$$\sigma = (1,58 \pm 0,1) \text{ mb}$$

De cette valeur nous estimons qu'un événement de ce canal pour notre D.S.T correspond à 2,47 μb

5 - Canal $\pi^+ d \rightarrow d \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Nous avons des événements à 3 et 4 branches dans ce canal. Comme nous l'avons remarqué dans le chapitre II, A.2, le programme GRIND ajuste des hypothèses $d \pi^+ \pi^+ \pi^-$, dans le cas d'événements à 3 branches, pour lesquelles l'impulsion du deuton est trop grande pour correspondre à un " vrai " événement deuton. Pour le calcul de la section efficace de ce canal, nous n'utilisons que les événements à 4 branches et extrapolons la distribution $t'_{D \rightarrow D}$ pour les faibles valeurs de l'impulsion du deuton par une droite (en échelle semi-logarithmique). Ceci nous conduit à une valeur pour la section efficace :

$$\sigma = (374 \pm 63)\ \mu b$$

Ce résultat comparé à ceux connus pour ce canal montre que $\sigma(\pi^+ d \rightarrow d\,\pi^+\pi^+\pi^-)$ ne croit que lentement en fonction de l'énergie et tend à devenir rapidement constant, cependant nous devons être réservés et savoir, avant d'aller plus loin ce que chacun entend par deuton dans l'état final.

Le tableau ci-dessous donne pour chaque canal le nombre de μb par événement, ce qui permettra une détermination rapide de section efficace d'après les spectres qui seront montrés ultérieurement dans la troisième partie.

type de la réaction	μb / événement sur DST.
$\pi^+ n \rightarrow p\,\pi^+\pi^-$	0,213
$\pi^+ n \rightarrow p\,\pi^+\pi^-\pi^o$ (4 branches)	0,654
$\pi^+ n \rightarrow n\,\pi^+\pi^+\pi^-$	0,485
$\pi^+ p \rightarrow p\,\pi^+\pi^+\pi^-$	0,247
$\pi^+ d \rightarrow d\,\pi^+\pi^+\pi^-$	0,221

NOTES ET REFERENCES DE LA DEUXIEME PARTIE

1 - En effet en différenciant la distribution du nombre de μ ayant un parcours déterminé, nous devons trouver une distribution gaussienne centrée à la valeur moyenne du parcours et dont la largeur donne l'écart quadratique moyen sur cette valeur moyenne. En fait, nous avons trouvé une courbe disymétrique avec un excès de μ de long parcours.

2 - Thèse de Jean HUC, Etude des résonances bosoniques non étranges produites dans les interactions de π^+ d'impulsion 11,7 GeV/c sur deutérium.
Université de Paris VI, Juin 1972

3 - a. PYTHON CERN PROGRAM LIBRARY W 200
b. TRESH CERN PROGRAM LIBRARY X 201
c. GRIND CERN PROGRAM LIBRARY X 601
d. SLICE CERN PROGRAM LIBRARY Y 100
e. GRIND même réf. que 3 - c. section C 006

4 - Ce raisonnement est grossier pour les événements à 4 contraintes, en effet la valeur moyenne de MM^2 doit être légèrement négative et de plus ce n'est pas la valeur de MM^2 que le programme cherche à annuler. Cependant cela nous permet de comprendre le comportement de l'ajustement pour les événements à une contrainte.

5 - a. Thèse de Jean QUINQUARD, Utilisation du deutérium comme cible de neutron et étude des systèmes de dipion produits dans la réaction : $\pi^+ n \rightarrow p\, \pi^+ \pi^-$ où le π^+ incident a une impulsion de 5,1 GeV/c.
Université de Paris - Décembre 1968

b. Thèse de Denyse METTEL, Production, de particules étranges dans des interactions $\pi^+ d$ à 5,1 GeV/c : réactions à 2 corps et à quasi 2 corps.
Université de Paris, Mars 1970

c. Thèse de troisième cycle Michel BARRIER, Etude du A°_2 dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow pp\, \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ à 5,1 GeV/c
Faculté des Sciences d'Orsay - Université de Paris, 1967

6 - a. Gluckstern P.R. 81.761 (1951) $\beta = 7\alpha$

b. Moravcsik N.P. 7-113 (1958) $\beta = 5{,}18\ \alpha$

c. J.S Danburg Thèse UCRL 19275 $\beta = 6{,}09\ \alpha$

d. Glauber P.R. 100,242 (1955)

e. Chew P.R. 80,196 (1950)

7 - Communication privée T.P. YIOU. Nous tenons à remercier ici Monsieur Yiou pour la grande facilité d'accès à ses données qu'il nous a permise.

8 - Cette étude n'a pu être réalisée que grâce à la compétence efficace de Madame M. RUMPF et aux nombreuses mises au point et discussions avec Monsieur S. ORENSTEIN.

9 - D'après l'expression b de ce chapitre, il est évident que plus P est petit, plus la masse M(X) doit être grande, c'est ce que l'on observe expériementalement non montré dans le texte.

10 - a. Is there a structure in the f° mass region ? NC 8A - 611 - 1972

b. A comparison of BREIT-WIGNER and Dipole descriptions of structure in the f° mass region - Prétirage

c. Communication à la Conférence de Bologne 1971 par SM SCARROTT.

11 - Compilation of cross sections, π^+ induced reactions CERN/HERA 70-5

π^- induced reactions CERN/HERA 70-7

FIGURES DE LA DEUXIEME PARTIE

Figure 1 - représentation de ξ en fonction de p et de α

2 - a. schéma des croix mesurées pour l'évaluation des distorsions

b. quelques rapports de distances

3 - distribution du x de l'apex des événements 3 et 4 B

4 - distribution de l'impulsion, de cos θ et de φ pour

a- la réaction $\pi^+ d \rightarrow p_s p \pi^+ \pi^-$

b- la réaction $\pi^+ d \rightarrow p_s p \pi^+ \pi^- \pi^o$

c- la réaction $\pi^+ d \rightarrow p_s \pi^+ \pi^+ \pi^- n$

d- la réaction $\pi^+ d \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- n_s$

5 - distribution de la probabilité de $p(\chi^2)$ calculée par GRIND pour les événements à 4 contraintes de la réaction $\pi p \rightarrow p \pi \pi$ générés par méthode de Monte-Carlo réalisant nos conditions expérimentales.

6 - M^2 (X) pour la réaction $\pi^+ d \rightarrow d\pi^+ X^o$, cas où X^o est considéré comme une particule manquante.

7 - M^2 (X) pour la réaction $\pi^+ d \rightarrow d \pi^+ X^o$, cas où X^o n'est pas considéré comme une particule manquante

8 - distribution de la masse manquante carrée de l'hypothèse $\pi^+ d \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- n$ lorsque celle-ci est en compétition avec des hypothèses

a - $\pi^+ d \rightarrow p_s p \pi^+ \pi^- X^o$

b - toutes les autres hypothèses

En hachuré les événements pour lesquels $-0,7 \lesssim \varepsilon \lesssim 0,5$

9 - résolution expérimentale de différents systèmes de masse effective

10 - distribution de l'impulsion du π^o en fonction de la MM^2 pour l'hypothèse $\pi^+ n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o$, après sélection

a- pour les événements à 3 branches

b- pour les événements à 4 branches

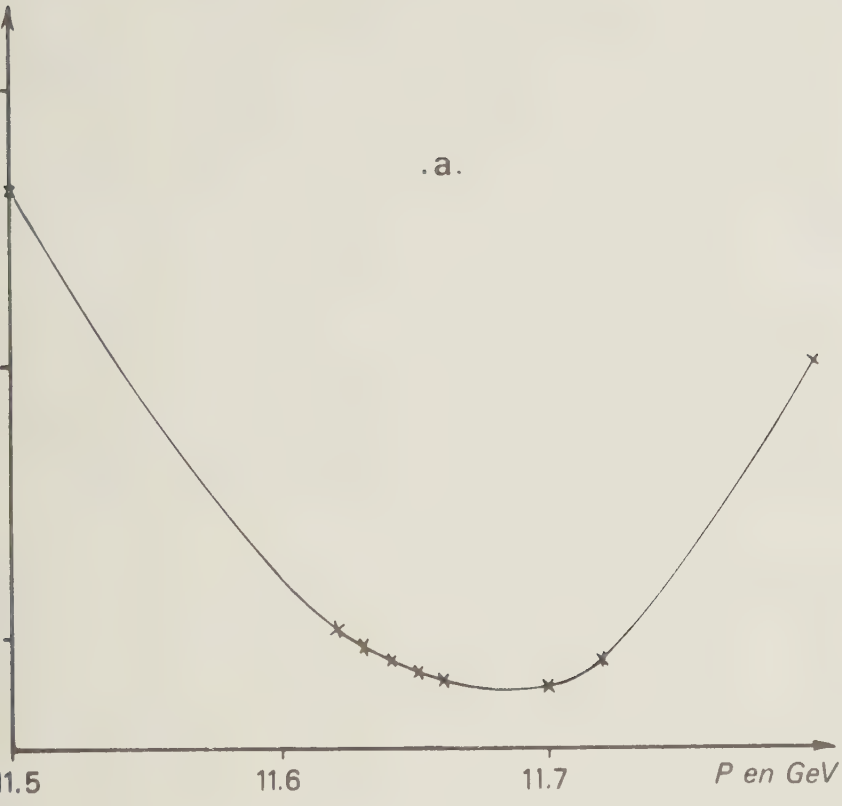
11 - Section efficace totale $\pi^+ d$ en fonction de l'énergie du π^+ incident d'après CERN/HERA. Notre valeur est entourée d'un cercle.

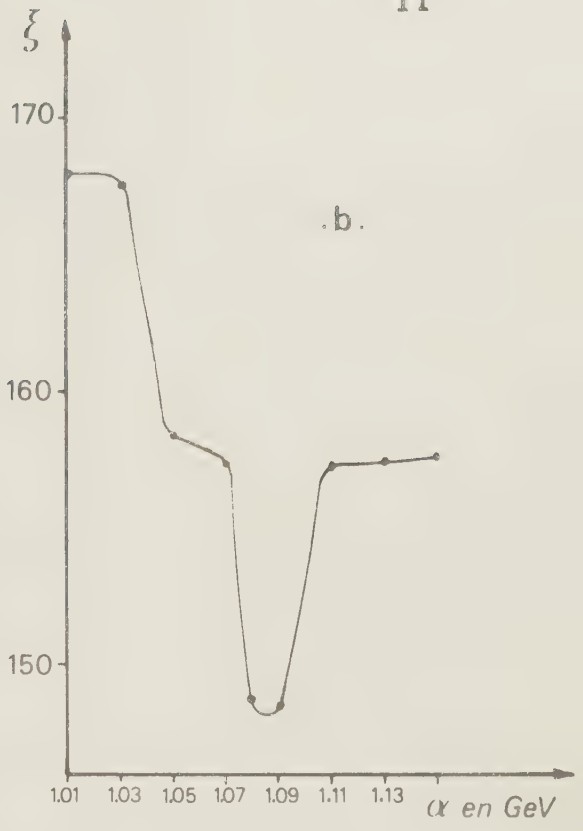
TABLEAUX DE LA DEUXIEME PARTIE

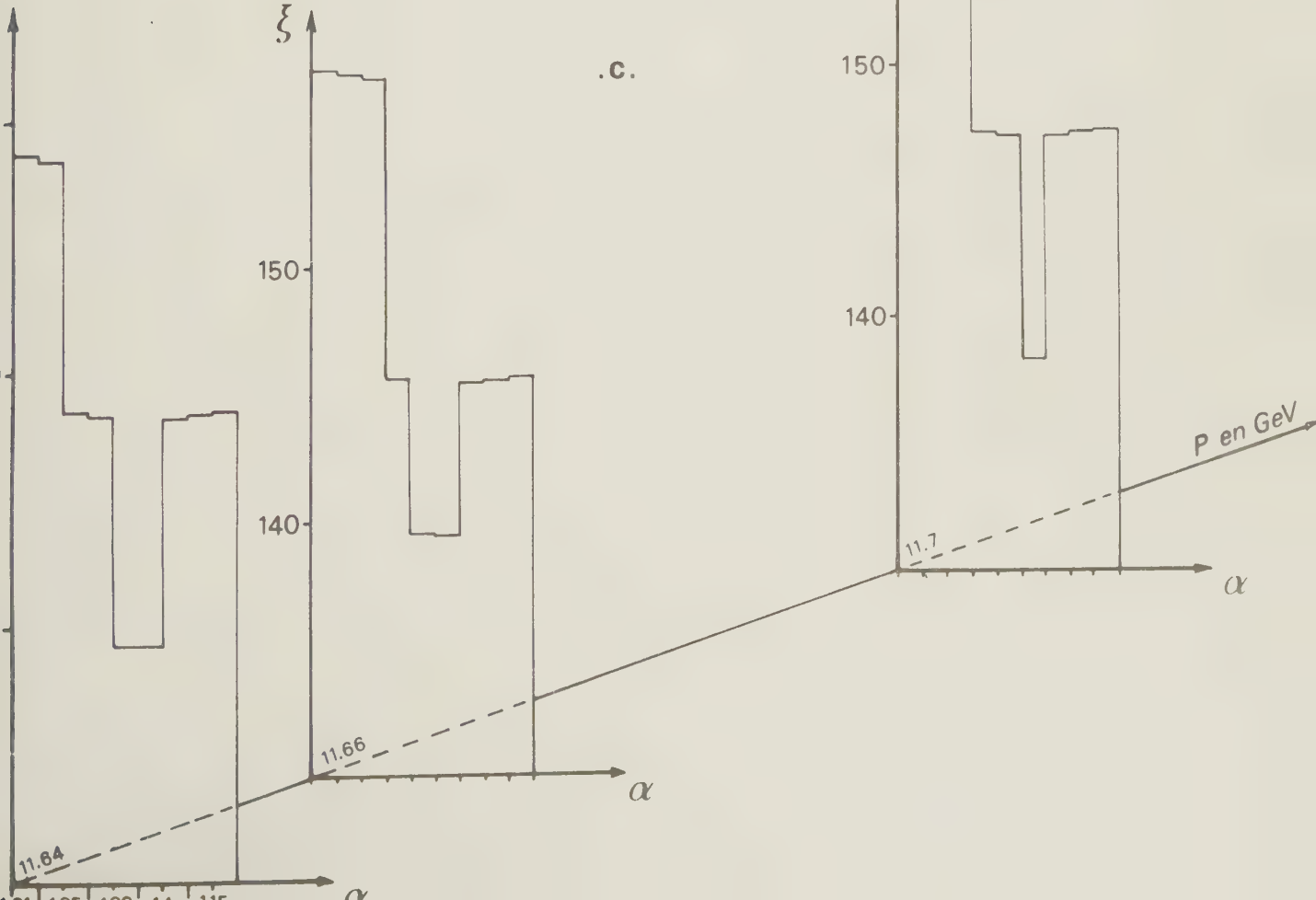
1 - distribution du nombre d'hypothèses/événements

2 - répartition des hypothèses en compétition

3 - répartition des hypothèses, pour des événements générés, voir p.II.28 dans le texte.


.a.
11.5
11.6
11.7
P en GeV


ξ
170
160
150
.b.
1.01
1.03
1.05
1.07
1.09
1.11
1.13
α en GeV


ξ
.c.
150
140
11.64
11.66
α
177.2
150
140
11.7
P en GeV
α

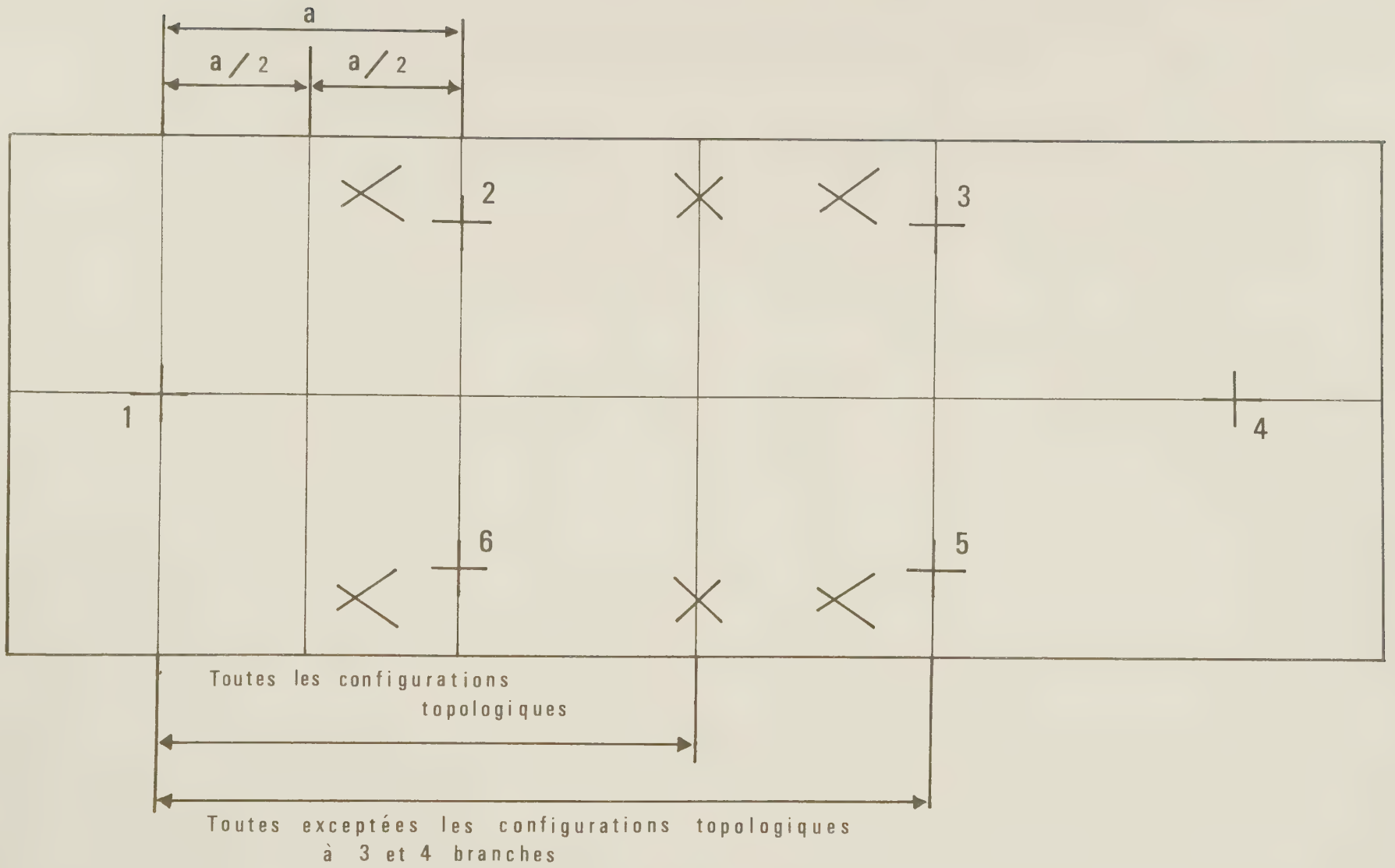
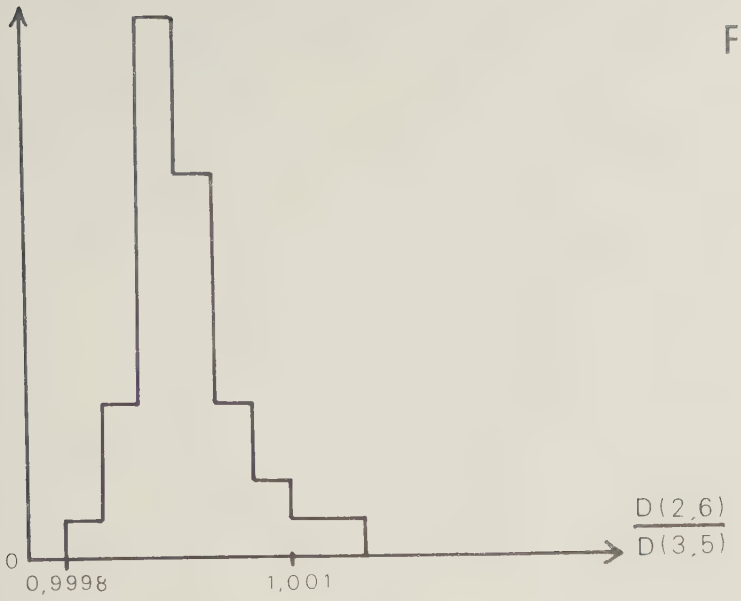
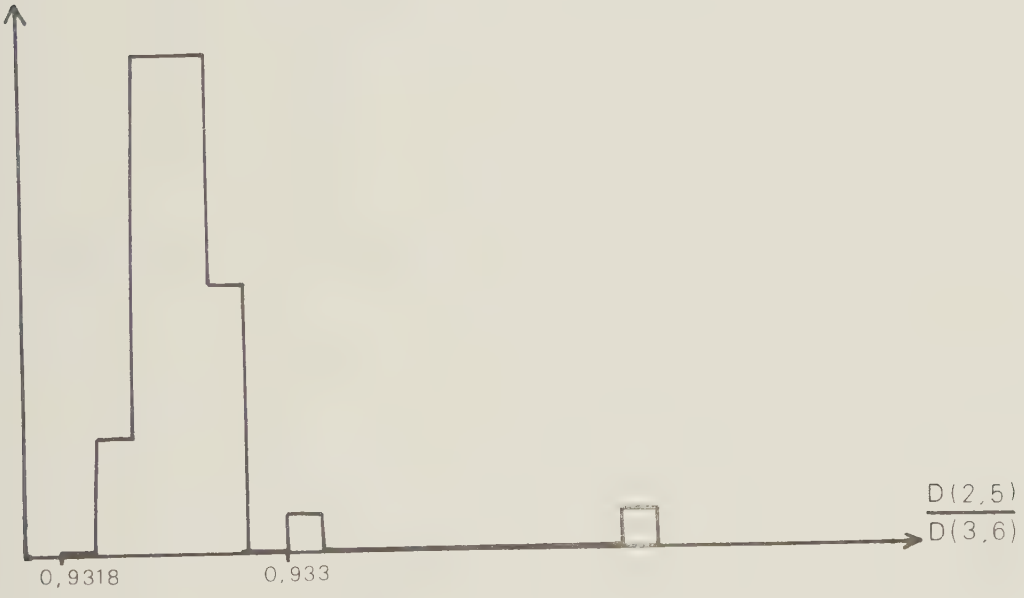
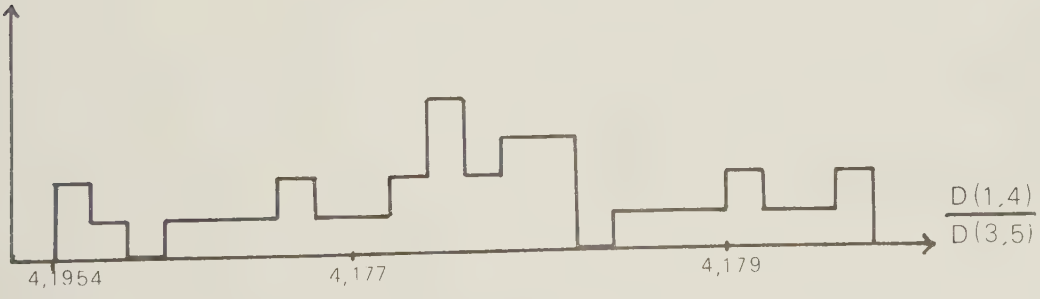

a
a / 2
a / 2
1
2
3
4
5
6
Toutes les configurations topologiques
Toutes exceptées les configurations topologiques à 3 et 4 branches

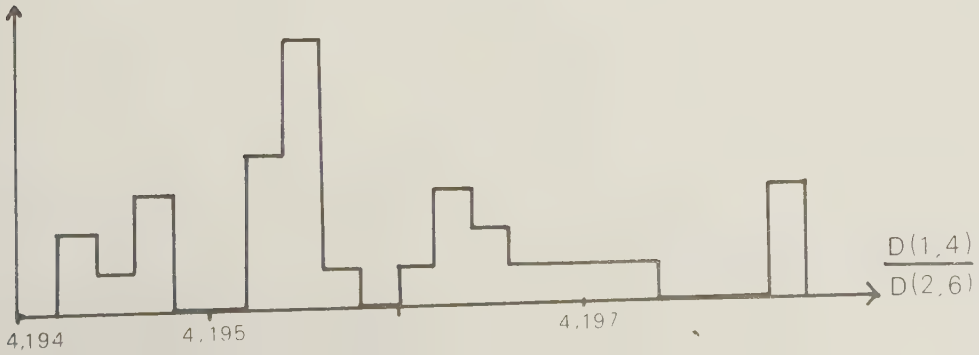
FIGURE 2a

FIGURE 2b


0
0,9998
1,001
D(2,6)
D(3,5)

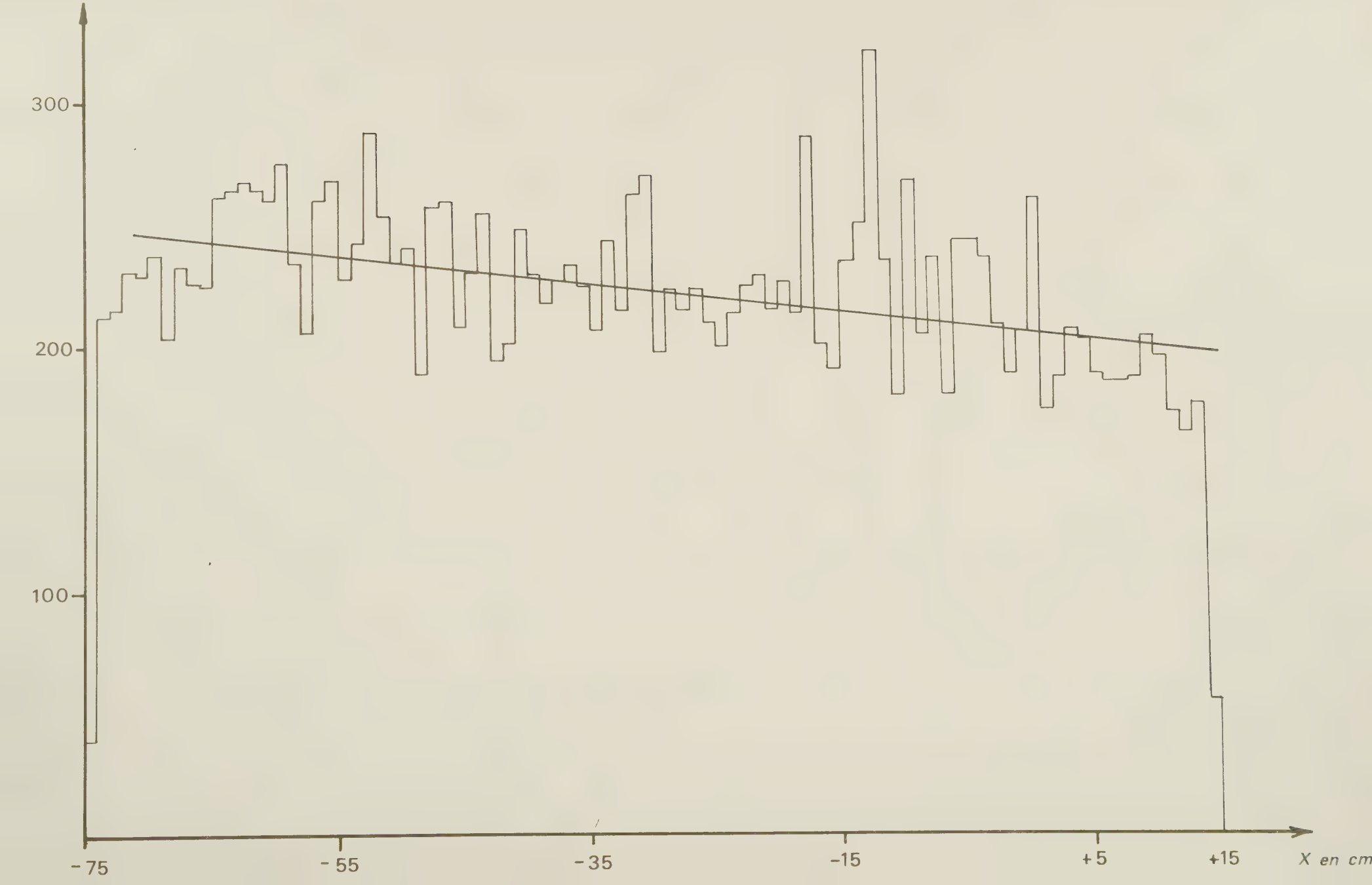

0,9318
0,933
D(2,5)
D(3,6)


4,1954
4,177
4,179
D(1,4)
D(3,5)


4,194
4,195
4,197
D(1,4)
D(2,6)
unité IEP

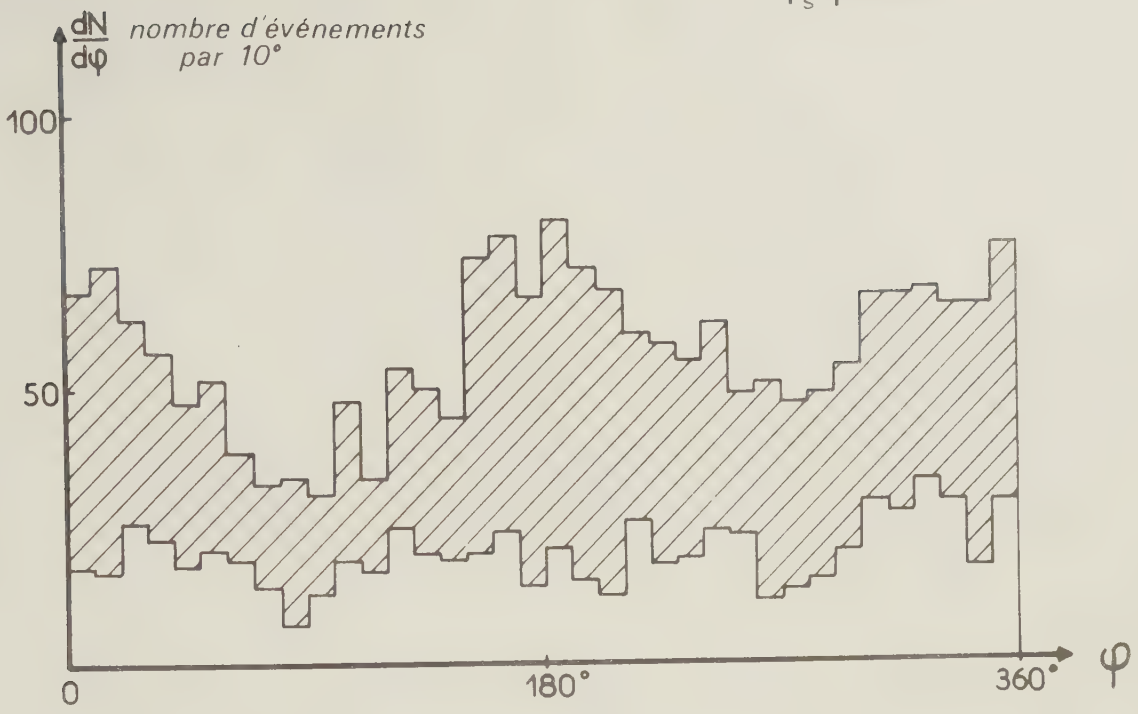
ombre d intéractions à 3 et 4 branches par intervalle de 1 cm
long de la direction du faisceau.

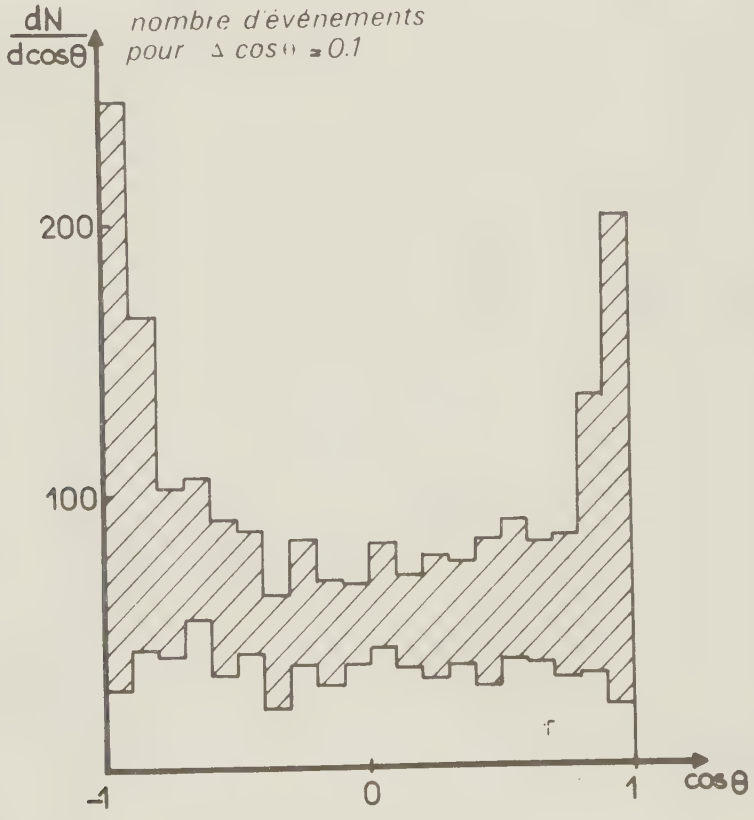
Figure 3. II



re 4.a.

$\pi^+ d \longrightarrow p_s\ p\ \pi^+\ \pi^-$





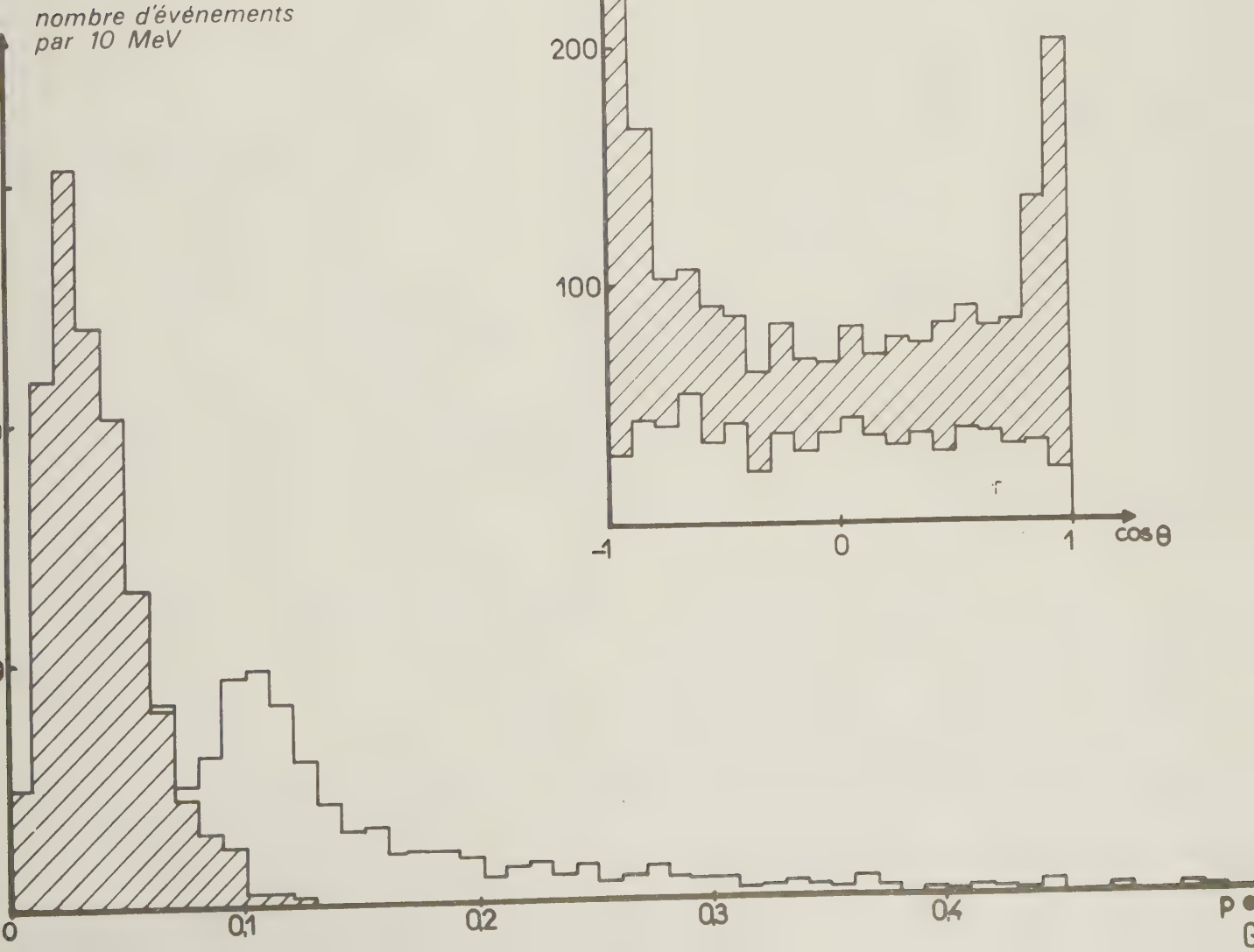


Figure 4.b.

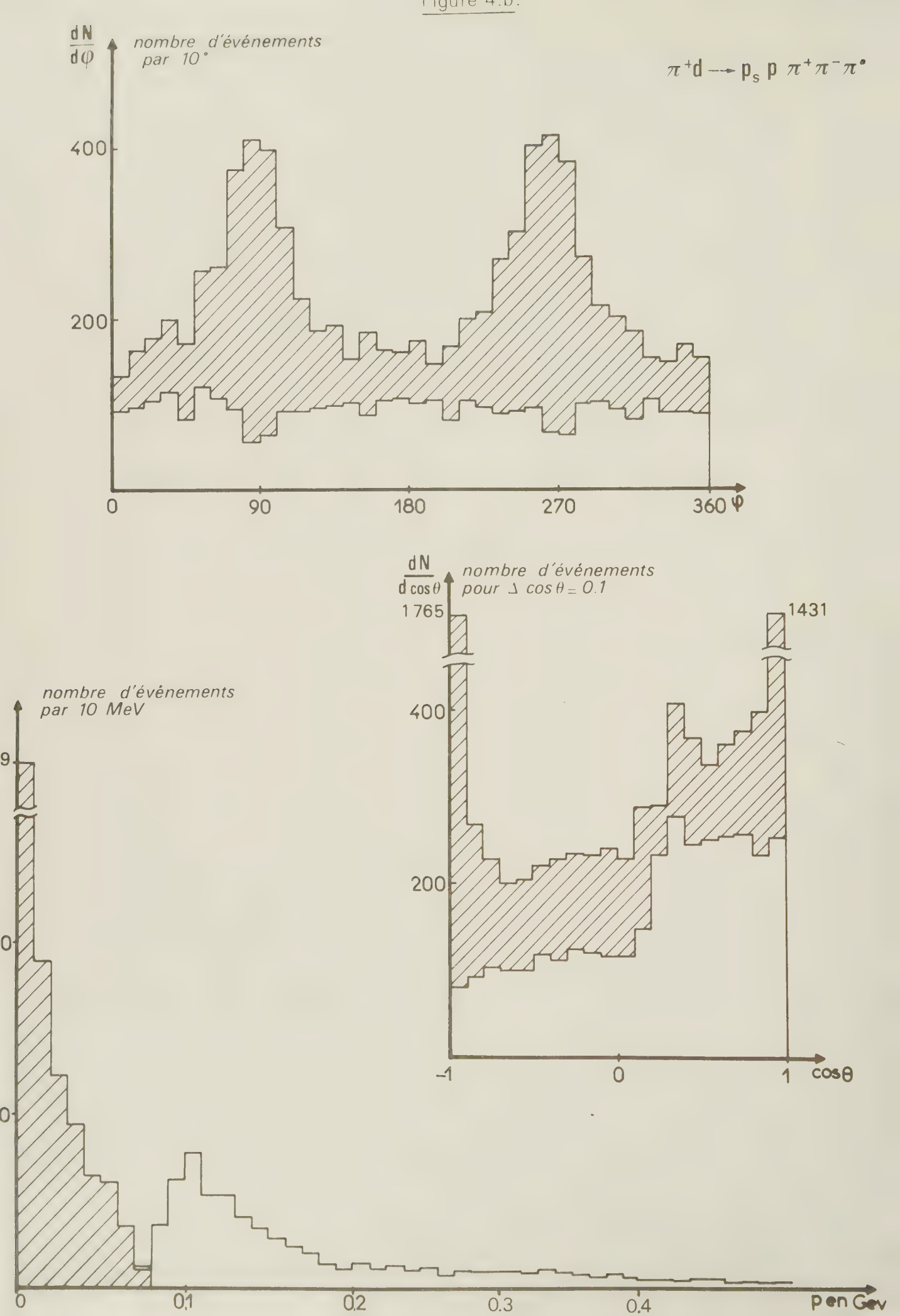
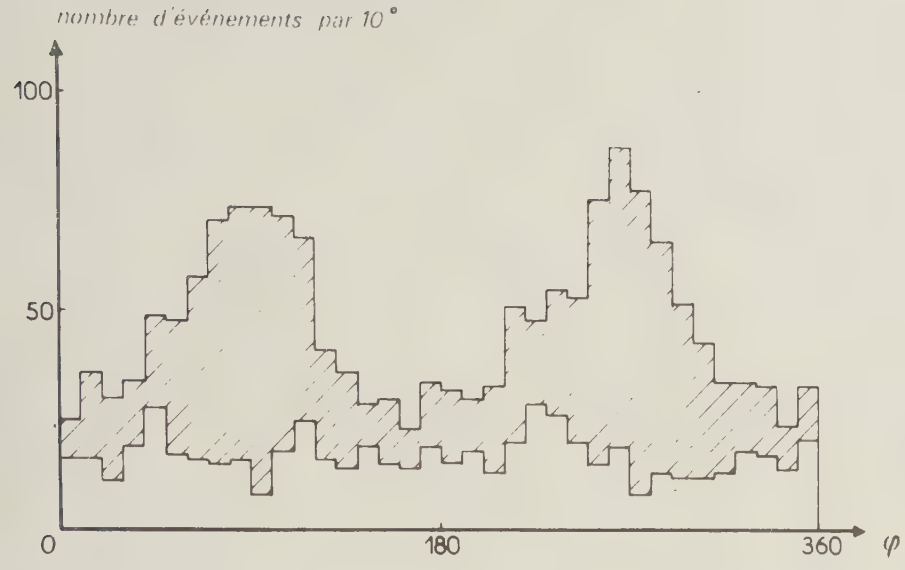
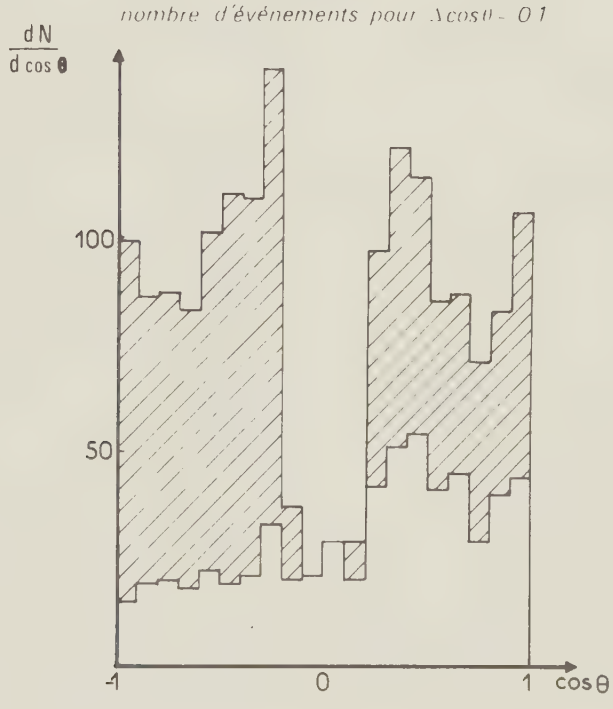

dN/dφ
nombre d'événements par 10°
$\pi^+ d \longrightarrow p_s\ p\ \pi^+\pi^-\pi^\circ$
400
200
0
90
180
270
360 φ
dN/d cosθ
nombre d'événements pour Δ cosθ = 0.1
1765
1431
400
200
−1
0
1
cosθ
nombre d'événements par 10 MeV
9
0
0
0
0,1
0,2
0,3
0,4
p en Gev

Figure 4.c.

$\pi^+ d \longrightarrow p_s n\ \pi^+\pi^-\pi^\circ$





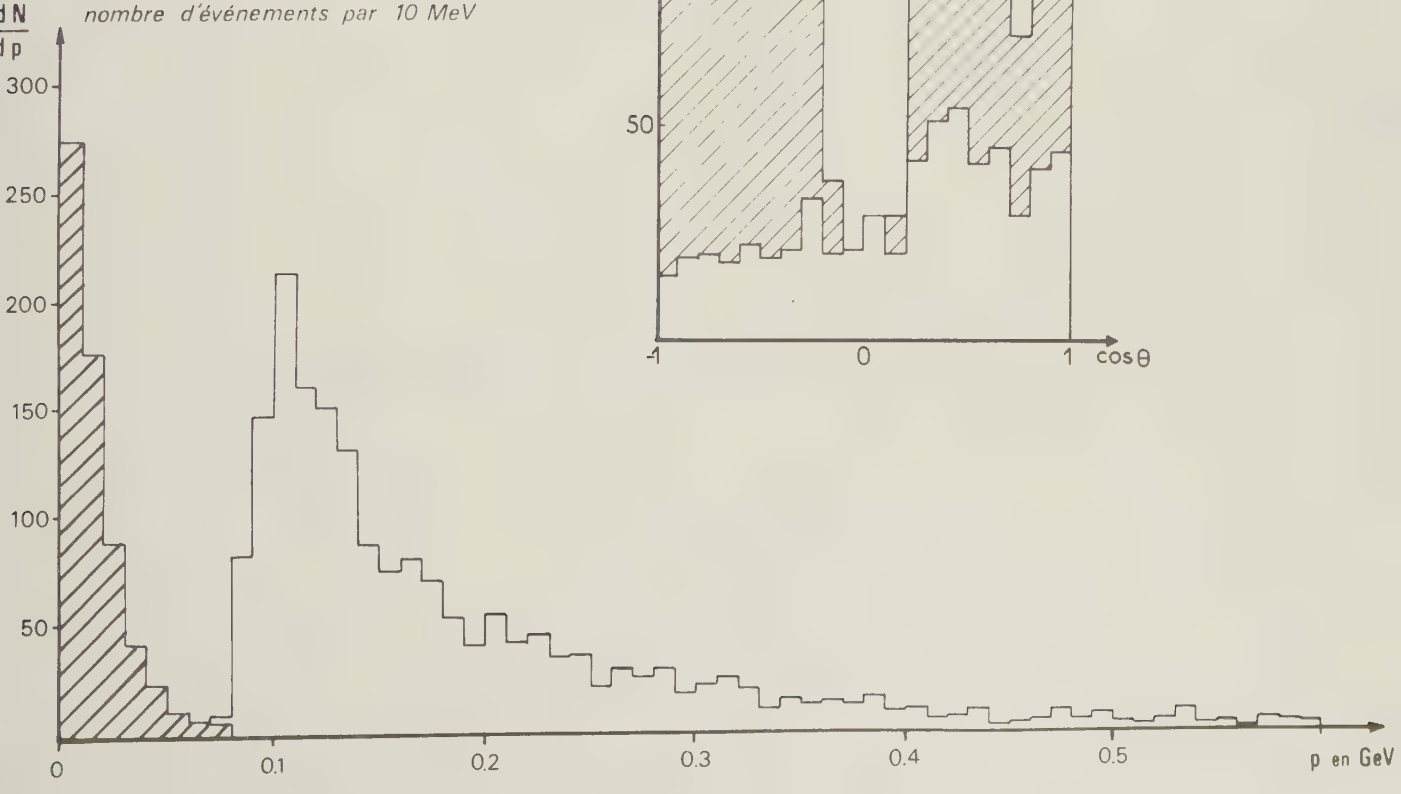
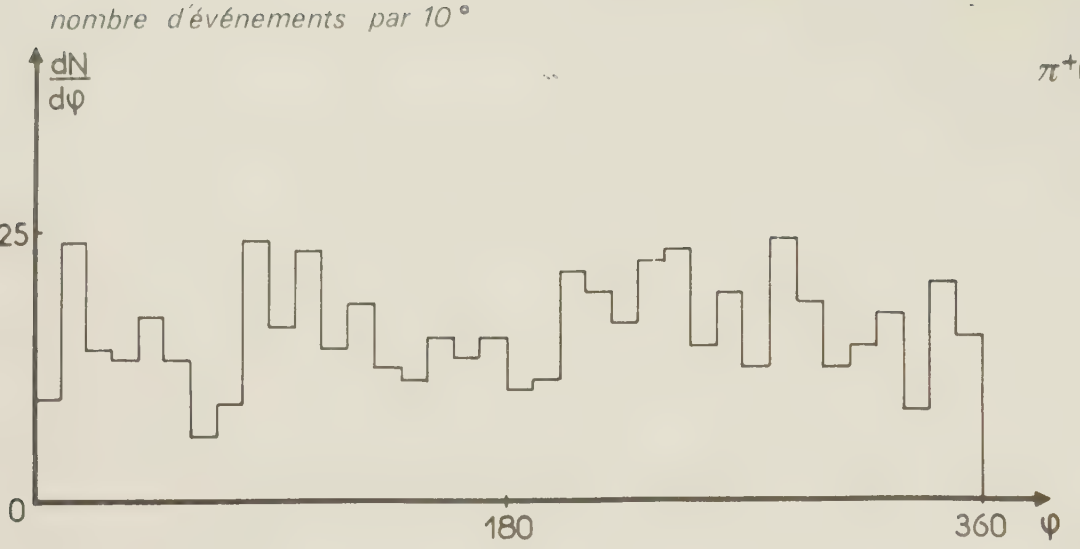
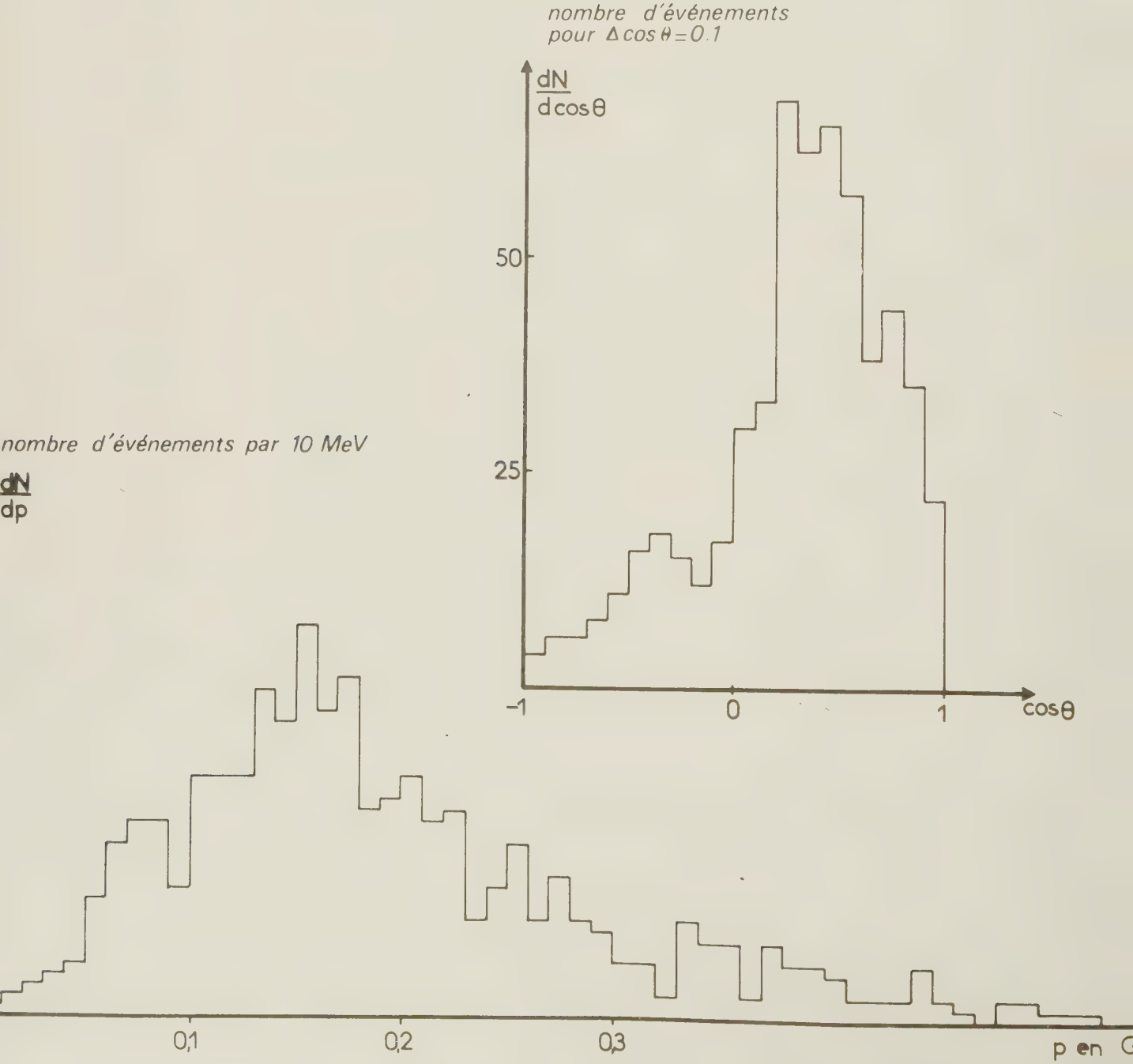


Figure 4.d.


nombre d'événements par 10°
dN/dφ
$\pi^+ d \rightarrow n_s\, p\, \pi^+\pi^+\pi^-$
25
0
180
360
φ


nombre d'événements pour Δcosθ=0.1
dN/dcosθ
50
25
-1
0
1
cosθ
nombre d'événements par 10 MeV
dN/dp
0,1
0,2
0,3
p en G

Distribution de $P(\chi^2)$ pour les hypothèses 2 ajustées

Evénements á hypothèses n°2 générée

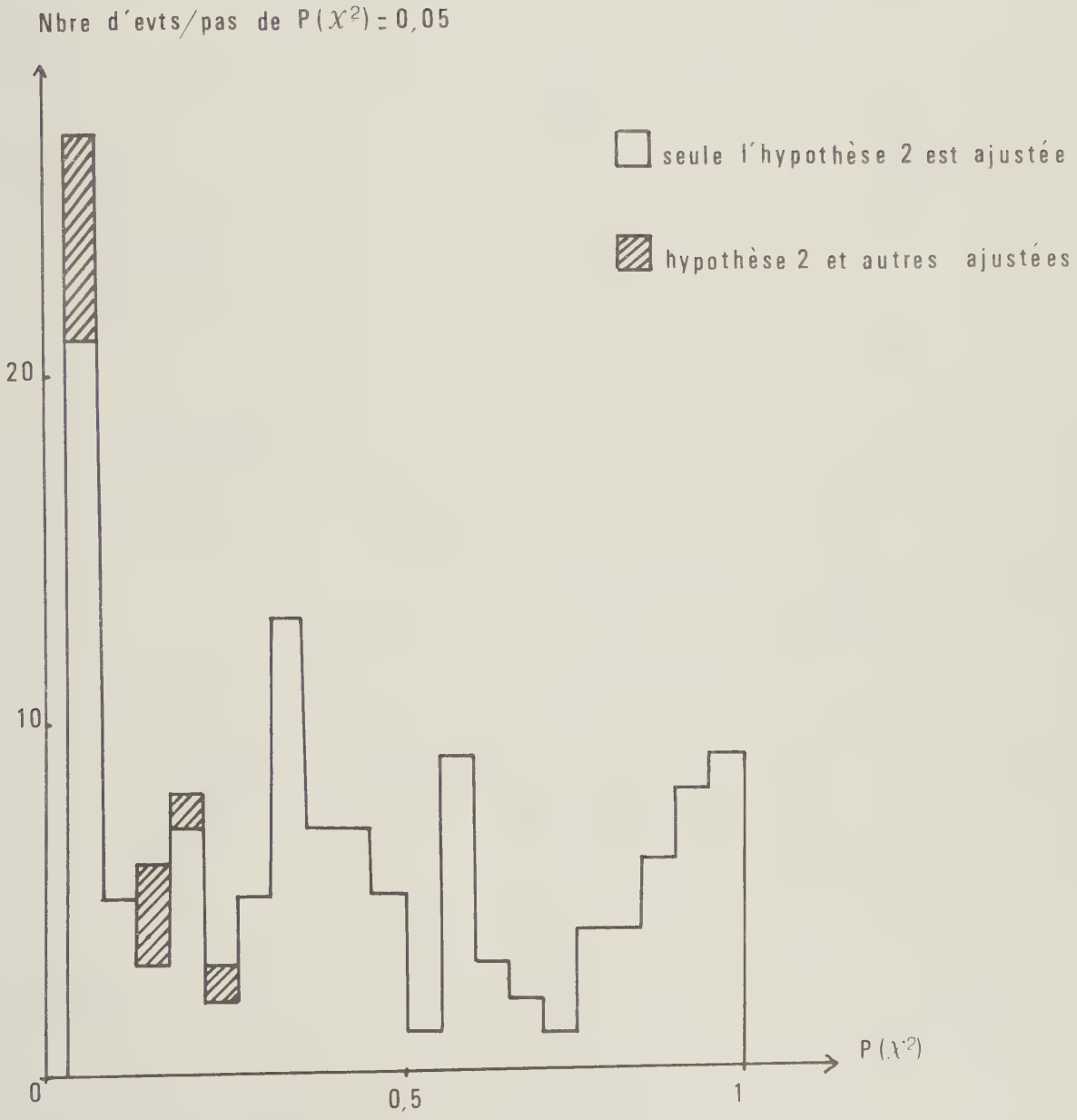
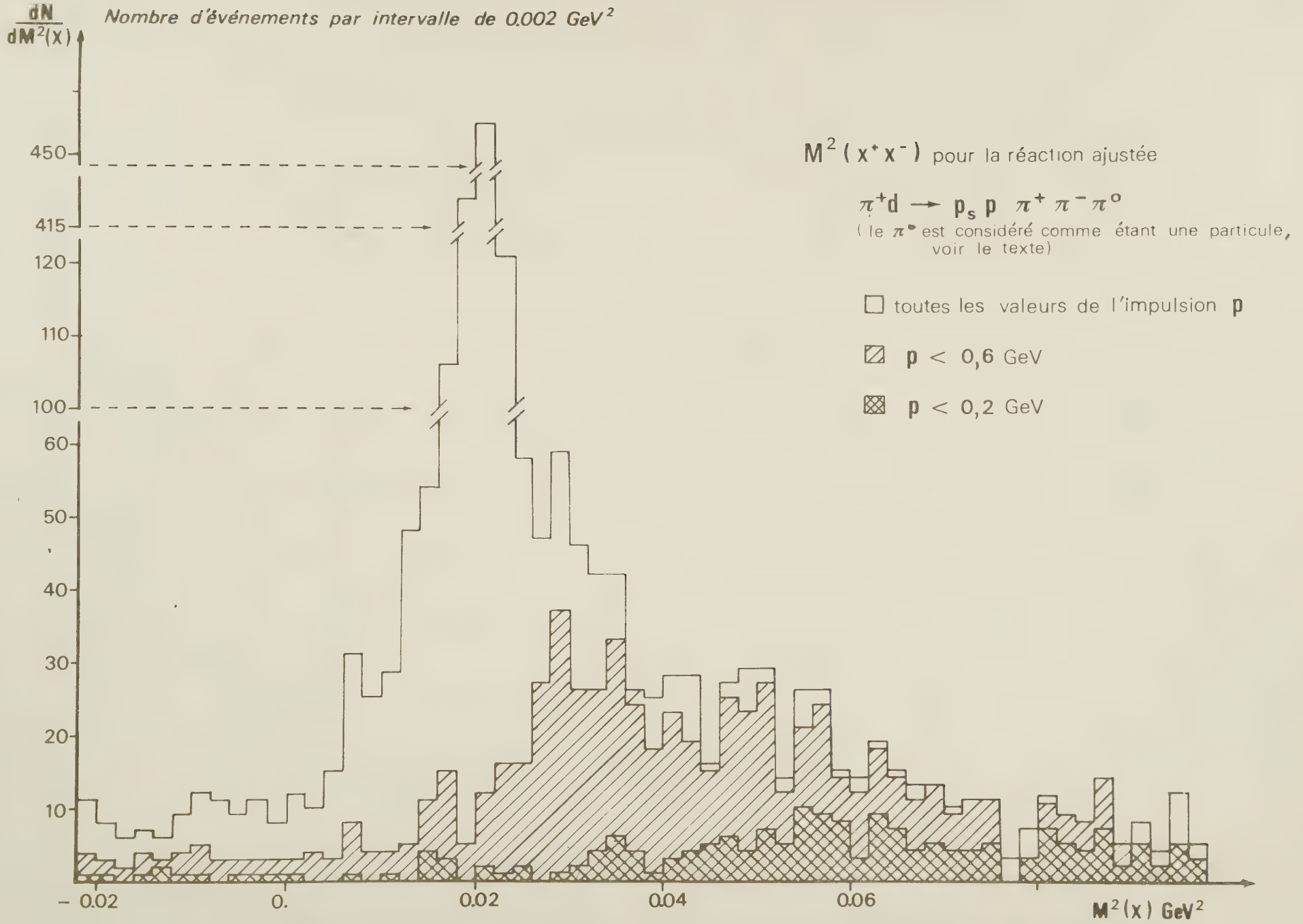
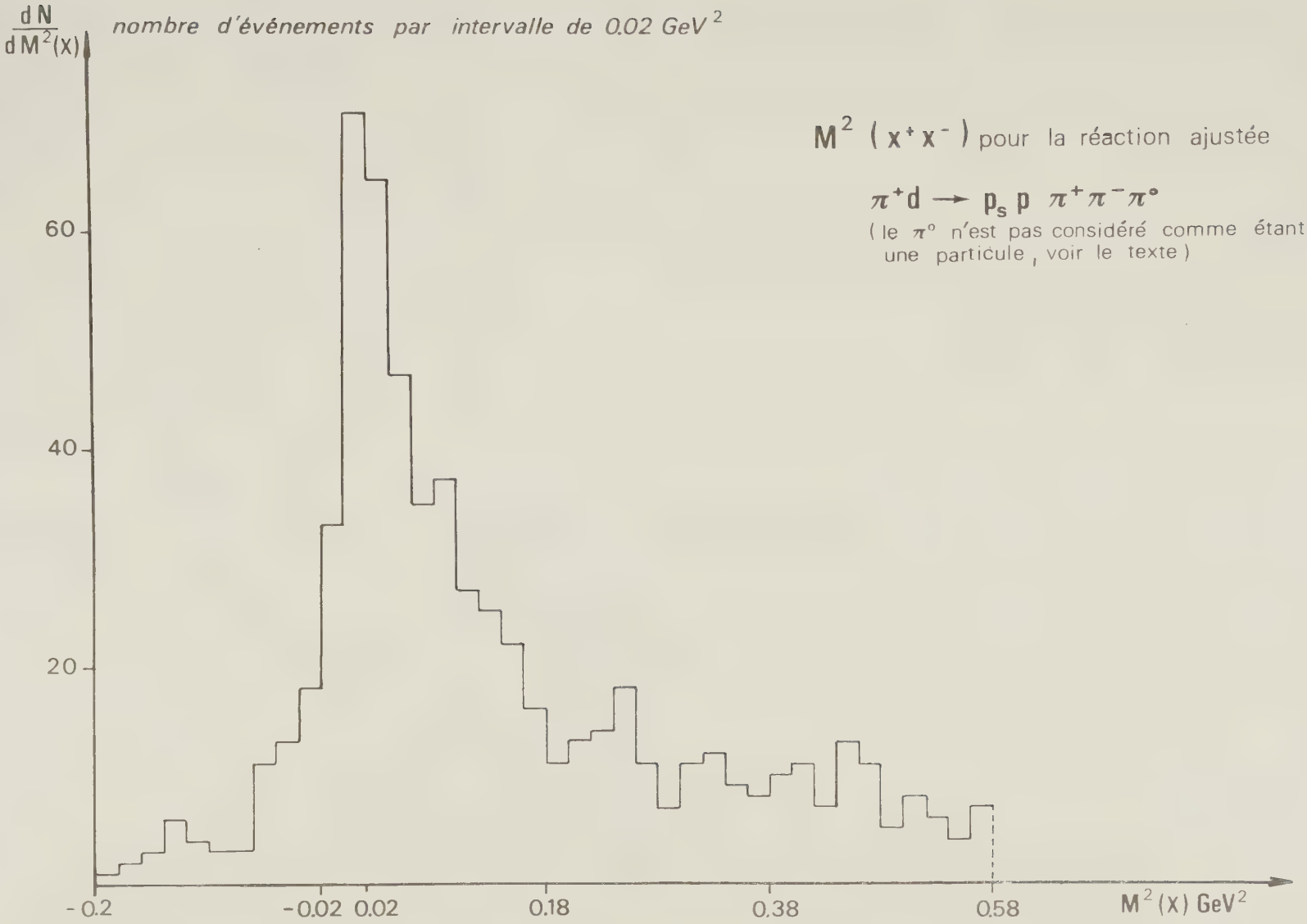


FIGURE 5


dN / dM²(x)
Nombre d'événements par intervalle de 0.002 GeV²
450
415
120
110
100
60
50
40
30
20
10
– 0.02
0.
0.02
0.04
0.06
M²(x) GeV²
M² (x⁺ x⁻) pour la réaction ajustée
π⁺d → p_s p π⁺ π⁻ π°
(le π° est considéré comme étant une particule, voir le texte)
toutes les valeurs de l'impulsion p
p < 0,6 GeV
p < 0,2 GeV


dN / dM²(X)
nombre d'événements par intervalle de 0.02 GeV²
M² (x⁺x⁻) pour la réaction ajustée
π⁺d → p_s p π⁺π⁻π°
(le π° n'est pas considéré comme étant une particule, voir le texte)
60
40
20
-0.2
-0.02
0.02
0.18
0.38
0.58
M² (X) GeV²

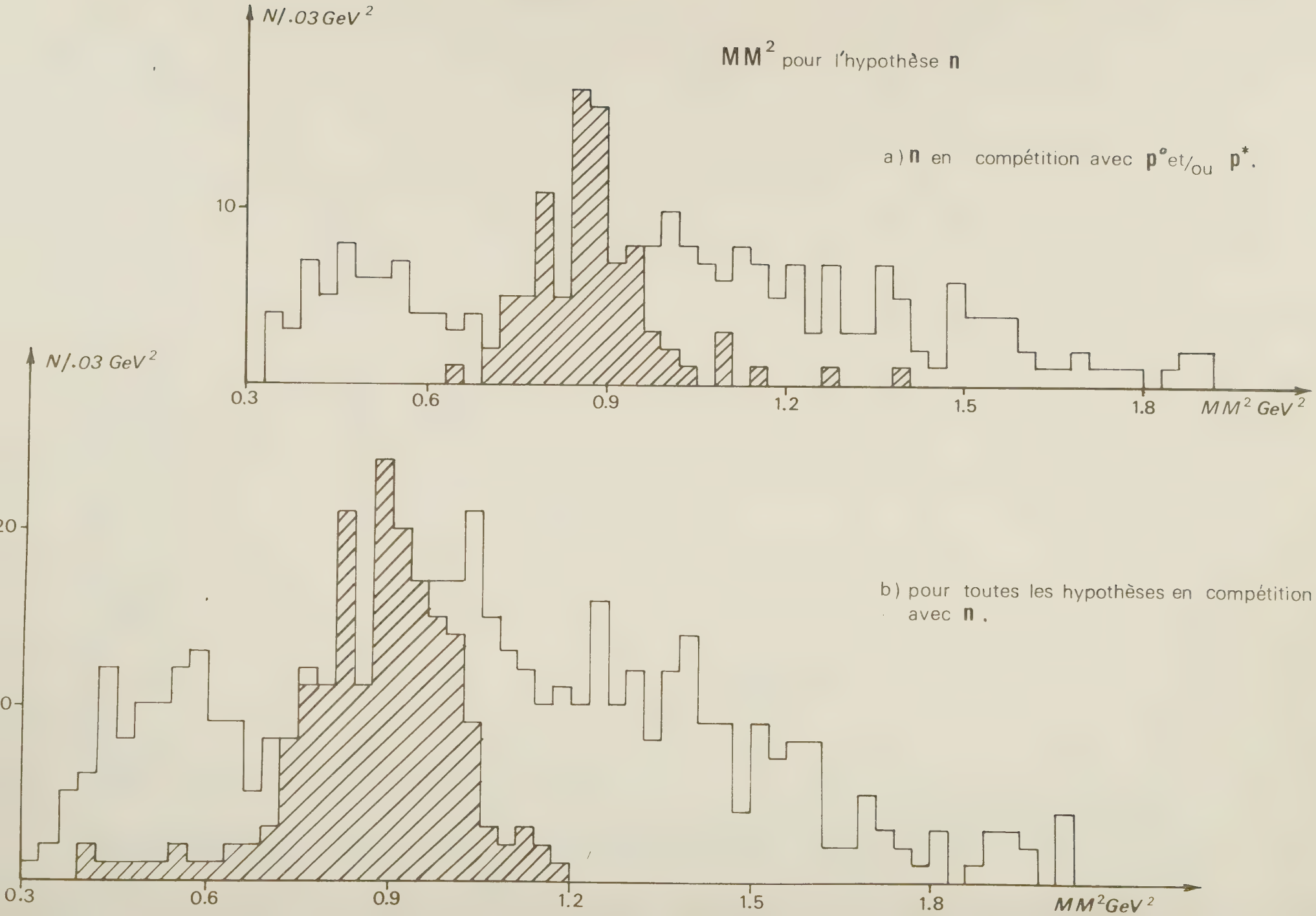
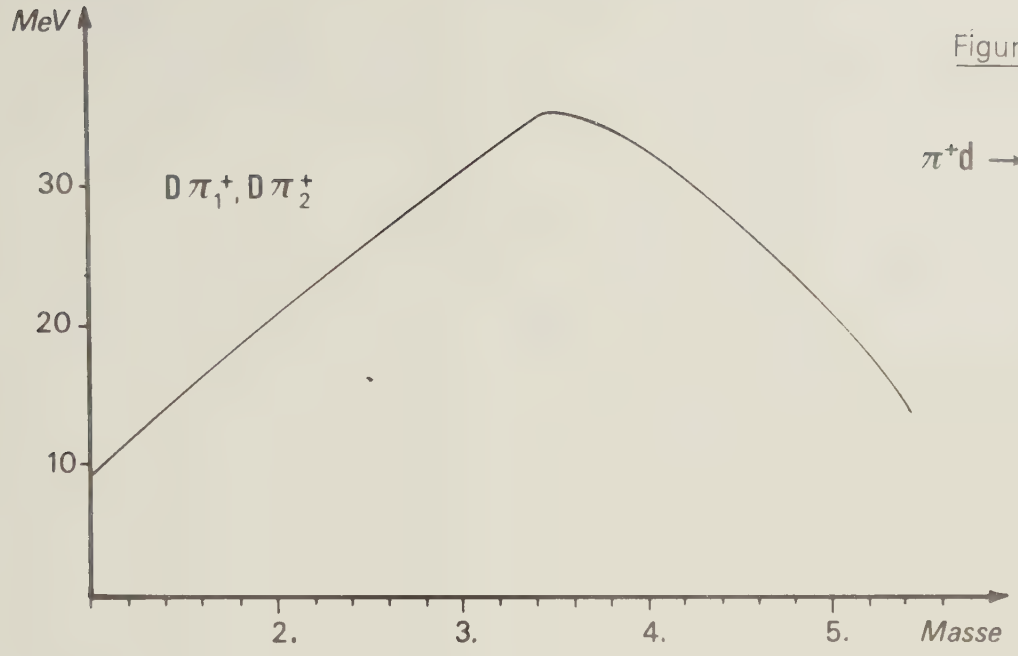
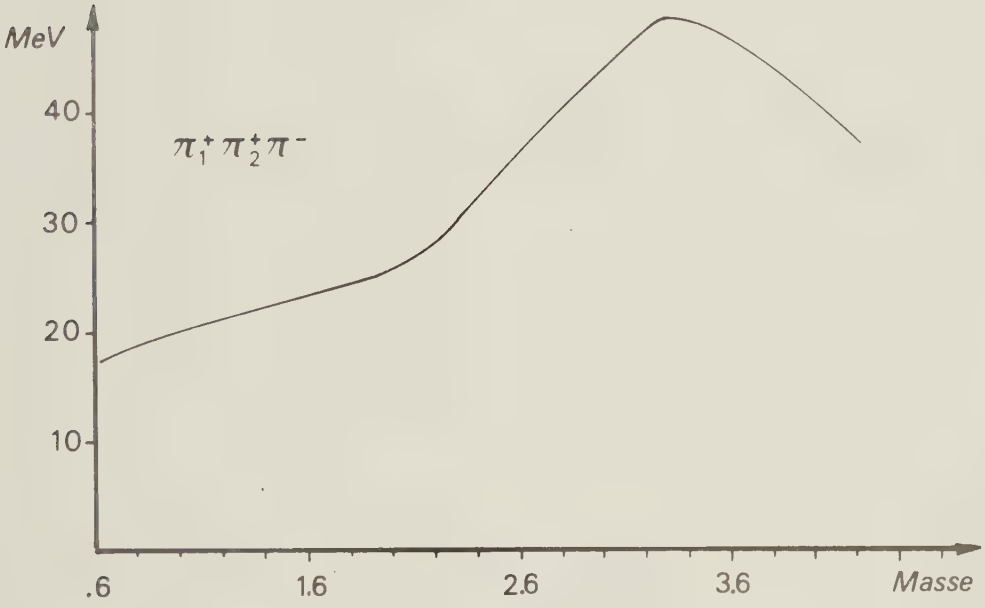

N/.03 GeV²
MM² pour l'hypothèse n
a) n en compétition avec p° et/ou p*.
10
0.3
0.6
0.9
1.2
1.5
1.8
MM² GeV²
N/.03 GeV²
20
0
b) pour toutes les hypothèses en compétition avec n .
0.3
0.6
0.9
1.2
1.5
1.8
MM²GeV²

Figure 9.a.

$\pi^+ d \rightarrow d\ \pi^+\pi^+\pi^-$





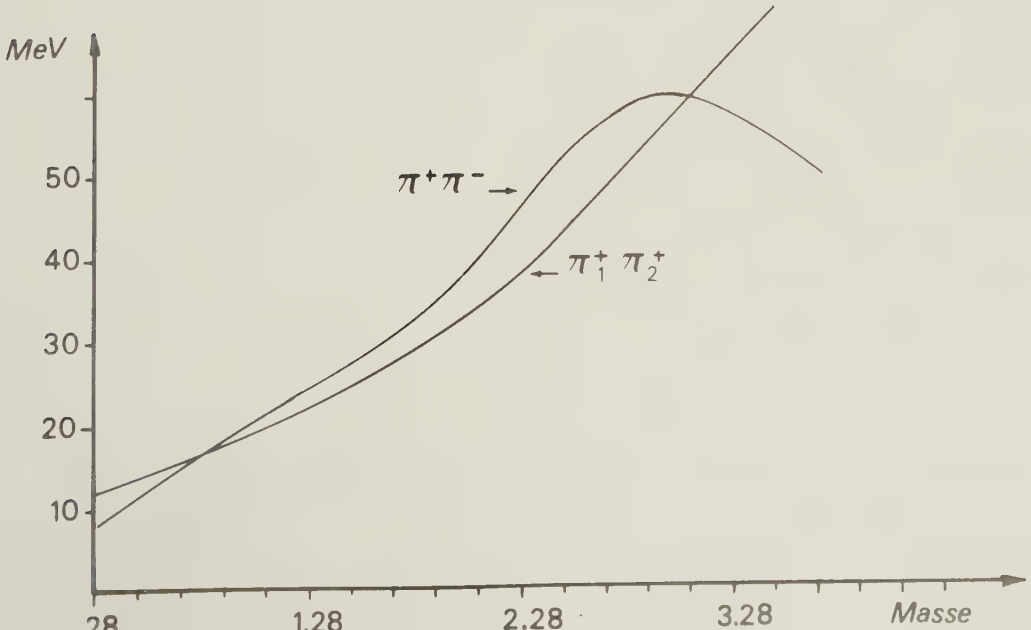
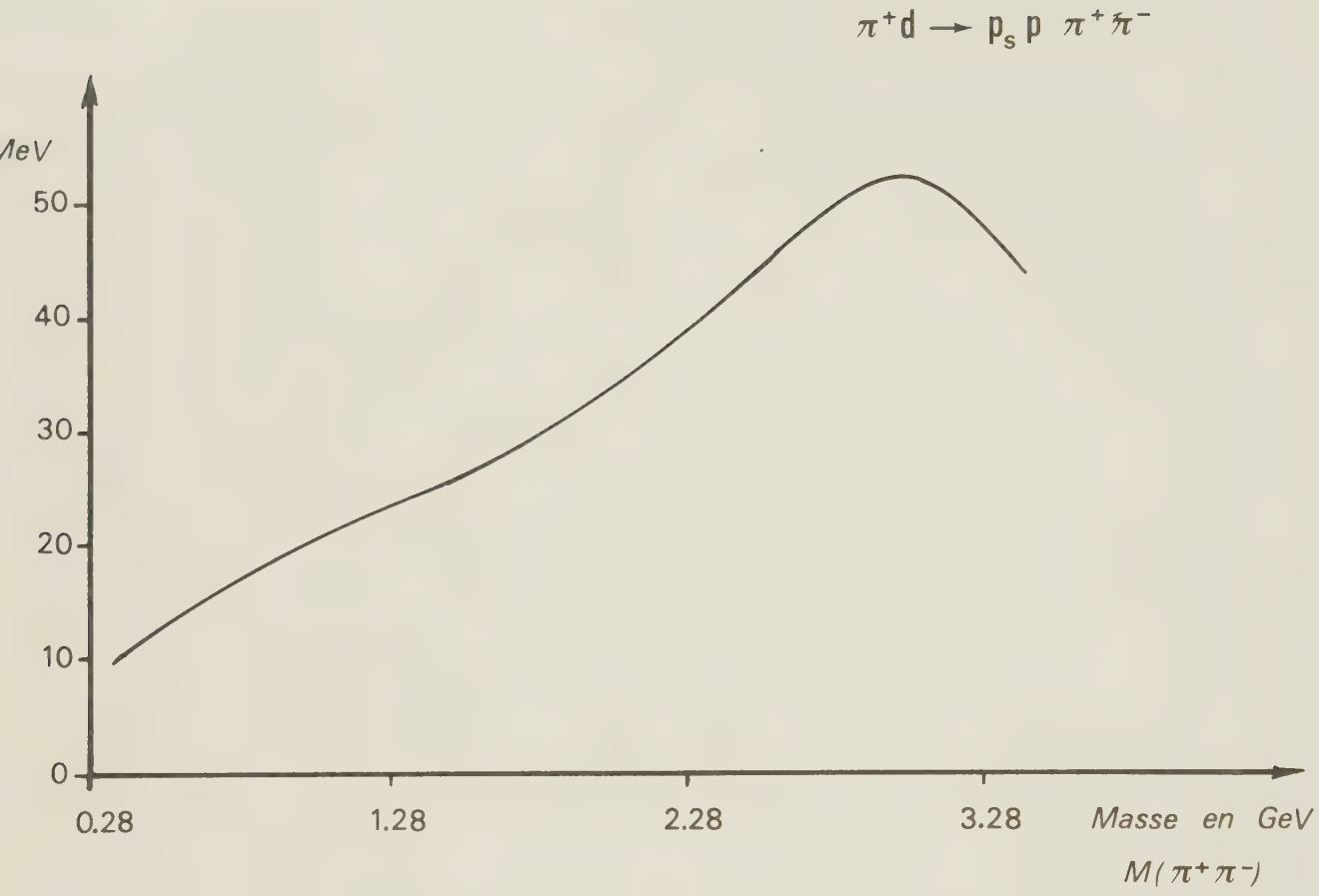


Figure 9.b.


$\pi^+ d \rightarrow p_s p \pi^+ \pi^-$
MeV
50
40
30
20
10
0
0.28
1.28
2.28
3.28
Masse en GeV
$M(\pi^+\pi^-)$

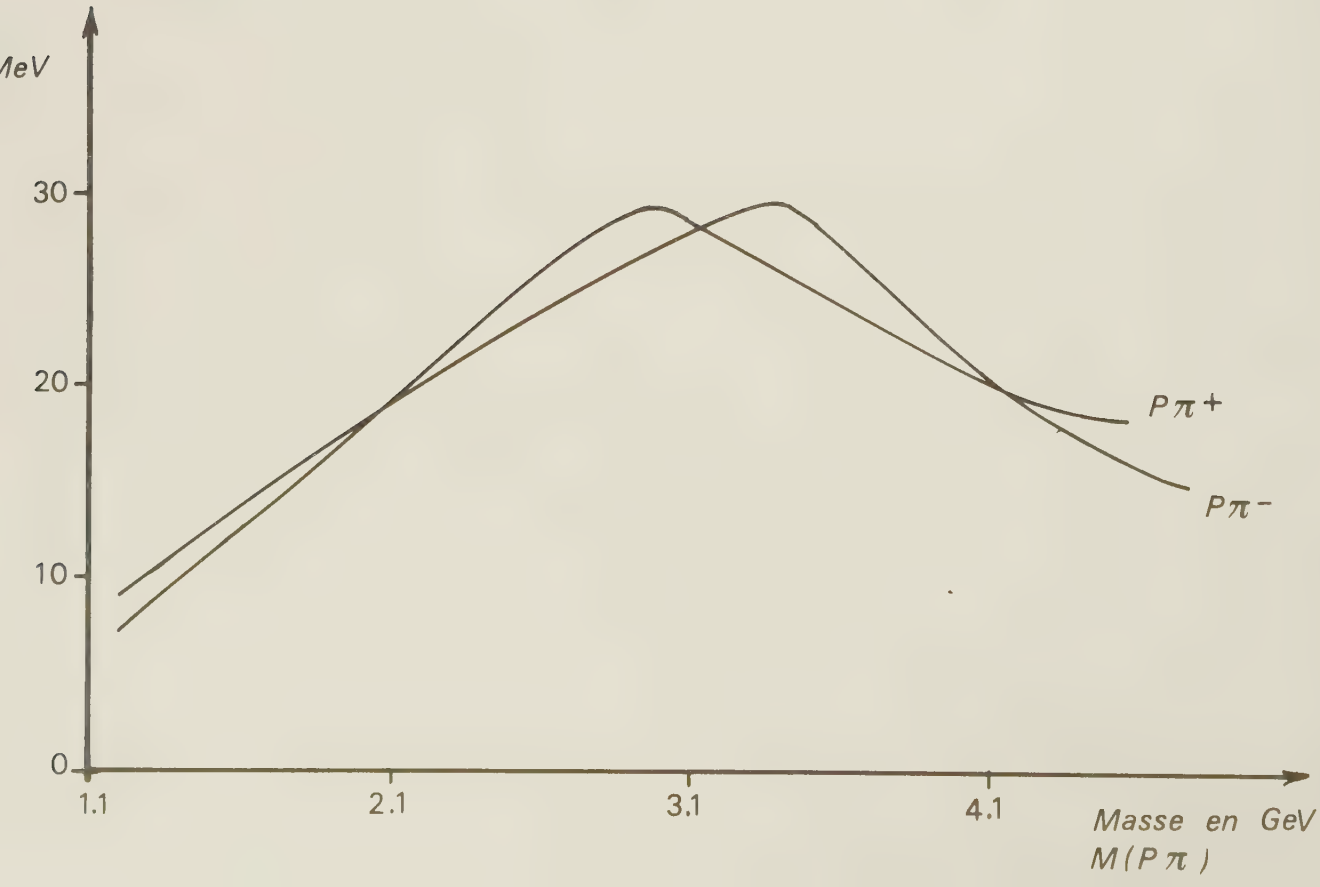

MeV
30
20
10
0
1.1
2.1
3.1
4.1
$P\pi^+$
$P\pi^-$
Masse en GeV
$M(P\pi)$

Figure 9.c.

$\pi^+ d \rightarrow p_s p\ \pi^+\pi^-\pi^\circ$

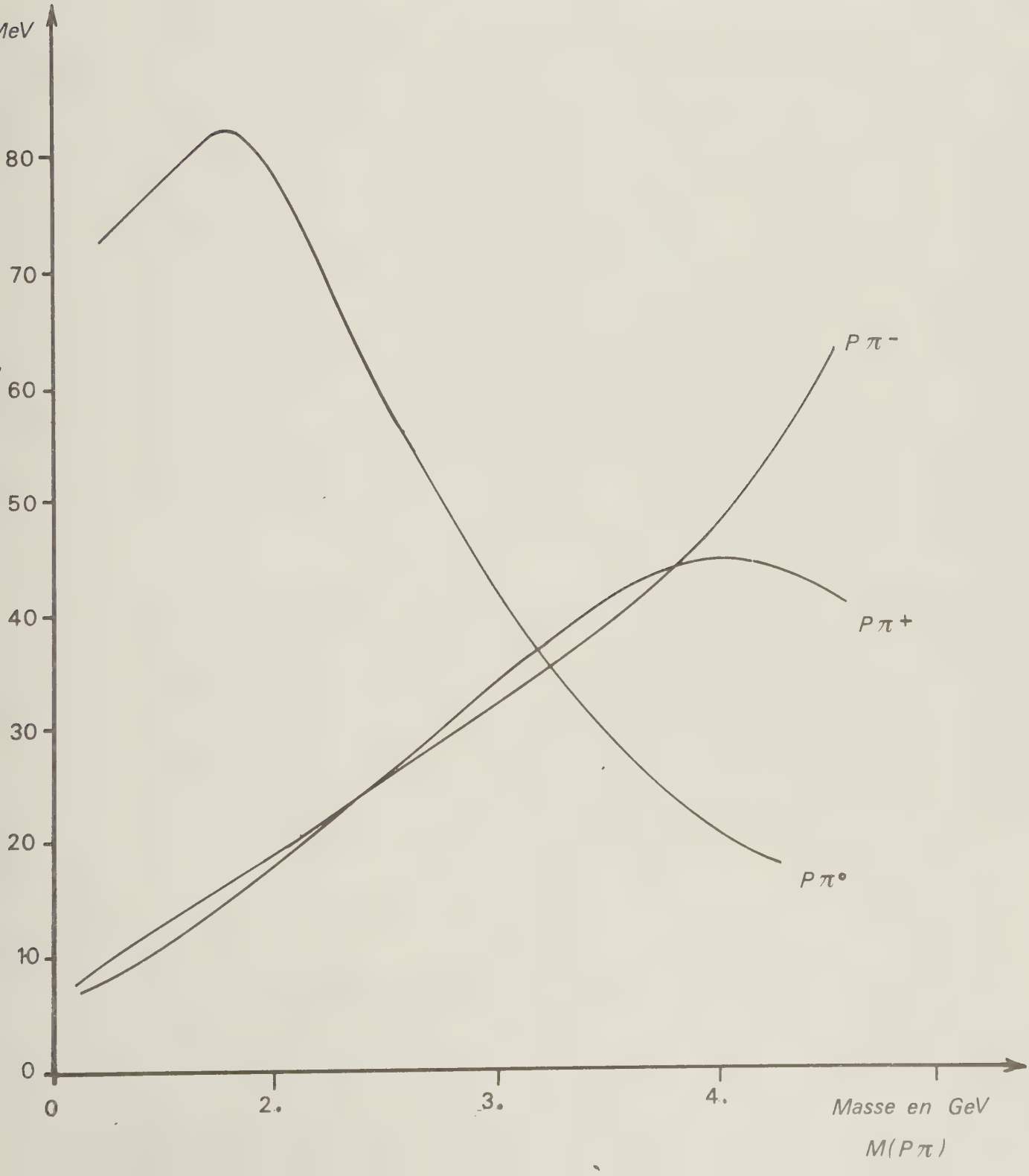


Figure 9.d.

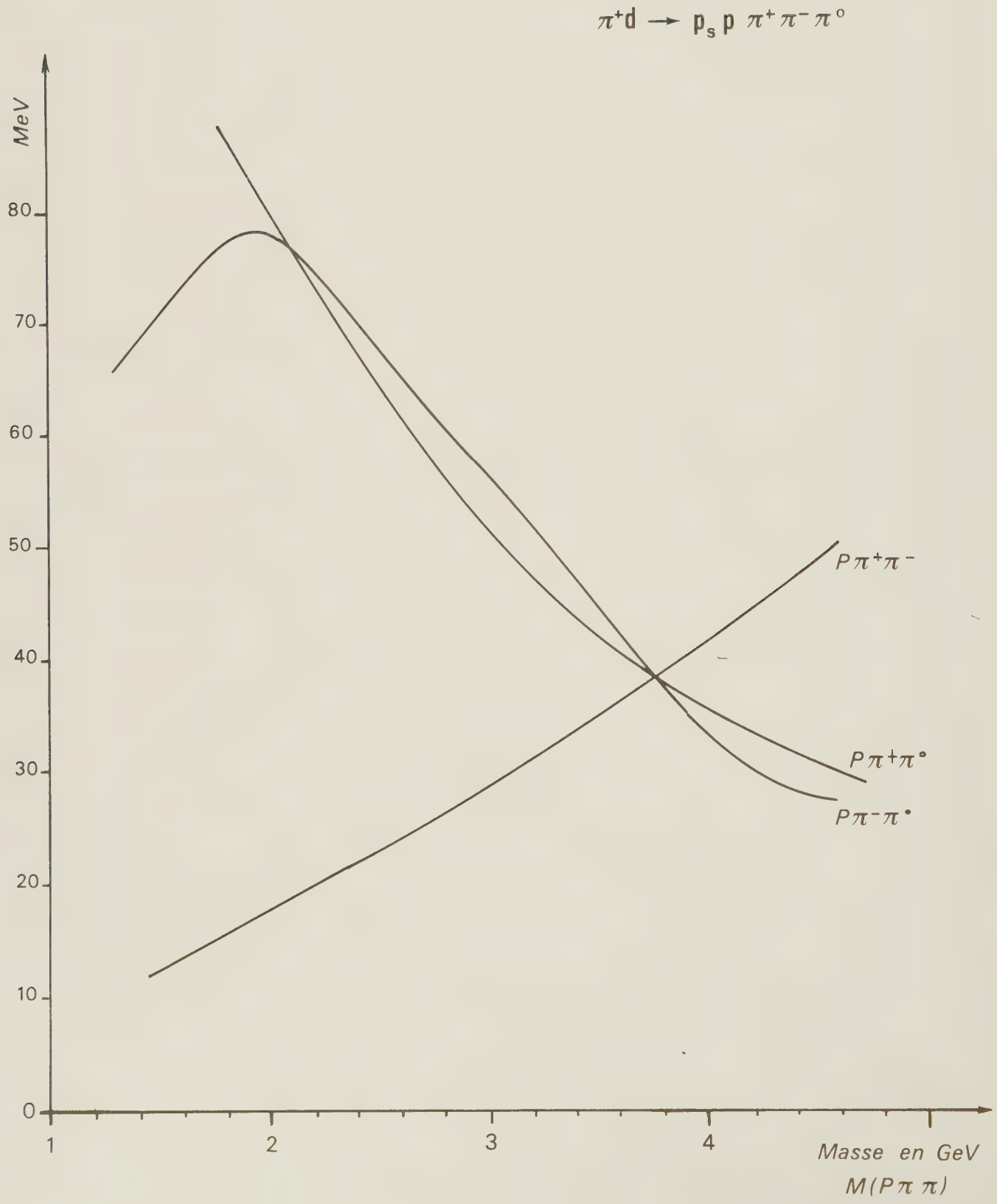
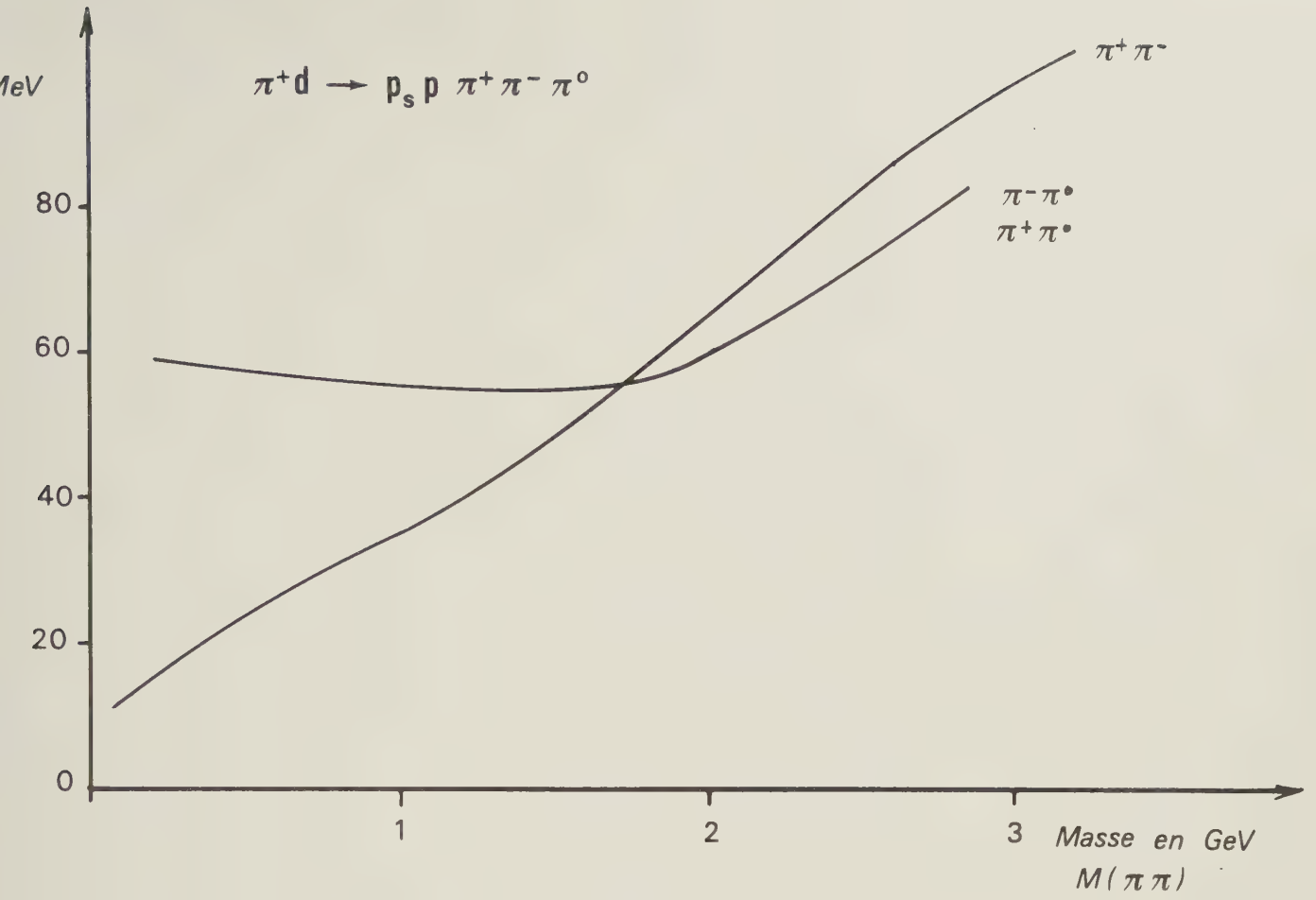
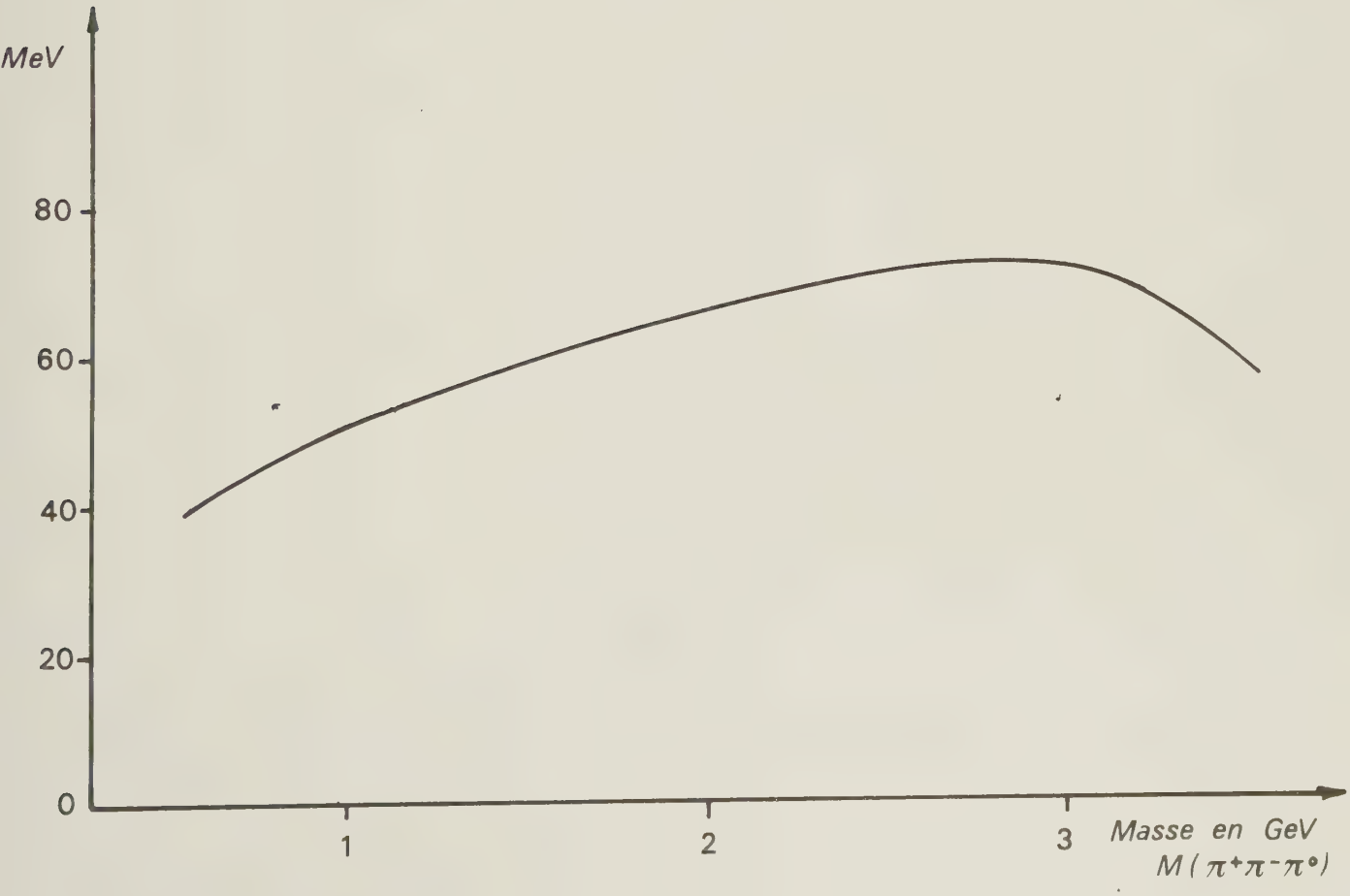

$\pi^+ d \rightarrow p_s p\ \pi^+\pi^-\pi^\circ$
MeV
80
70
60
50
40
30
20
10
0
1
2
3
4
Masse en GeV
M(P π π)
Pπ⁺π⁻
Pπ⁺π°
Pπ⁻π°

Figure 9.e.


MeV
$\pi^+ d \rightarrow p_s p\ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$
$\pi^+\pi^-$
$\pi^-\pi^\circ$
$\pi^+\pi^\circ$
80
60
40
20
0
1
2
3
Masse en GeV
$M(\pi\pi)$


MeV
80
60
40
20
0
1
2
3
Masse en GeV
$M(\pi^+\pi^-\pi^\circ)$

$\pi^- n \longrightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$

3 branches

Figure 10_a

π n ⟶ p $\pi^+\pi^-\pi^\circ$

4 branches

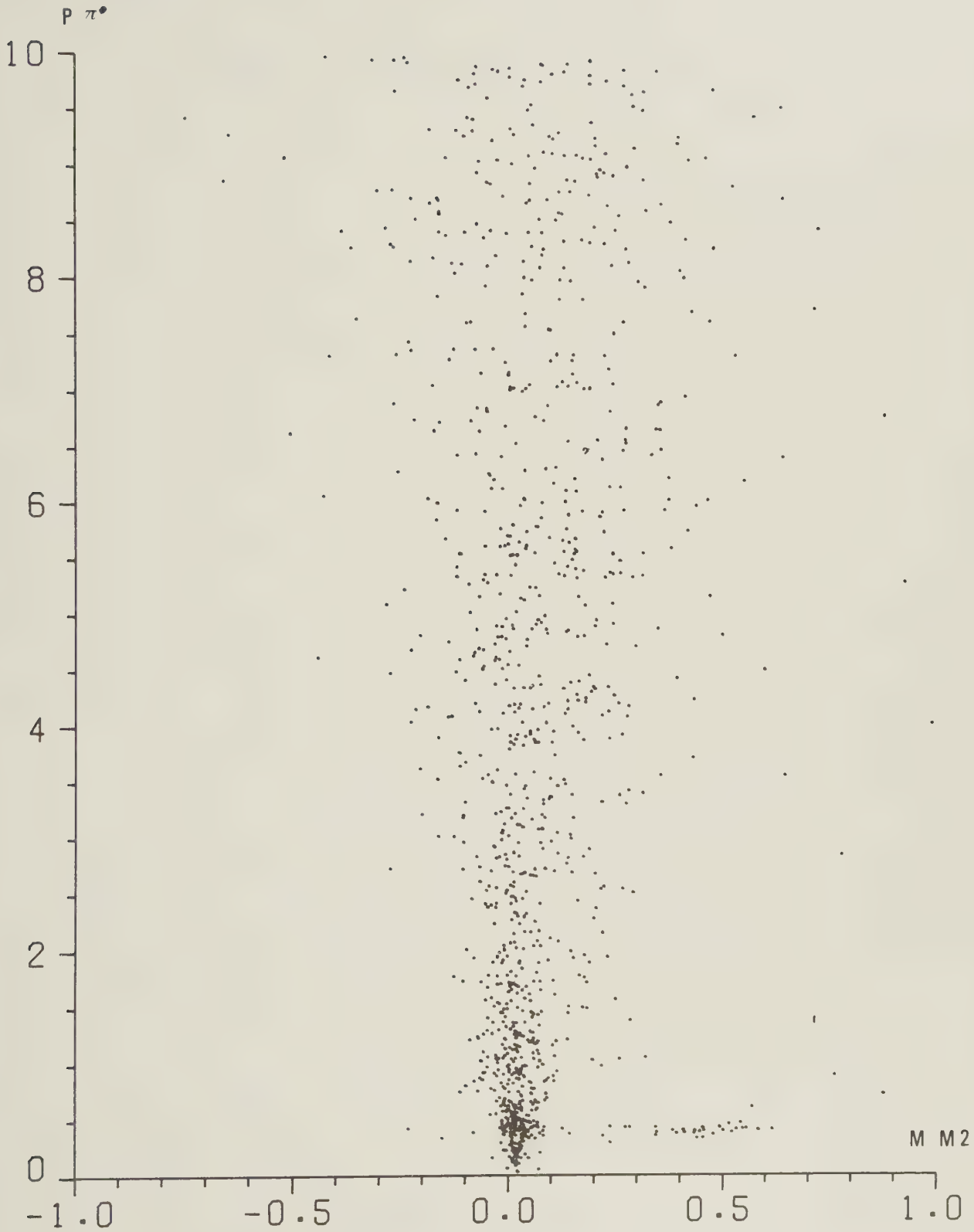
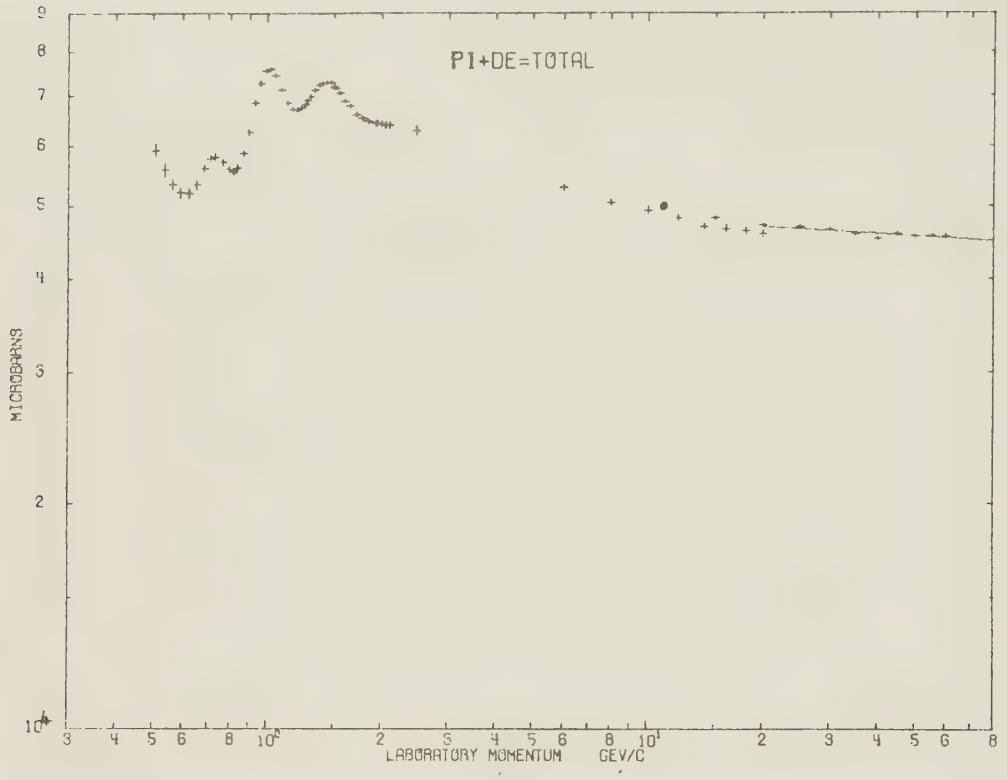


Figure 10 _ b


PI+DE=TOTAL
MICROBARNS
LABORATORY MOMENTUM GEV/C

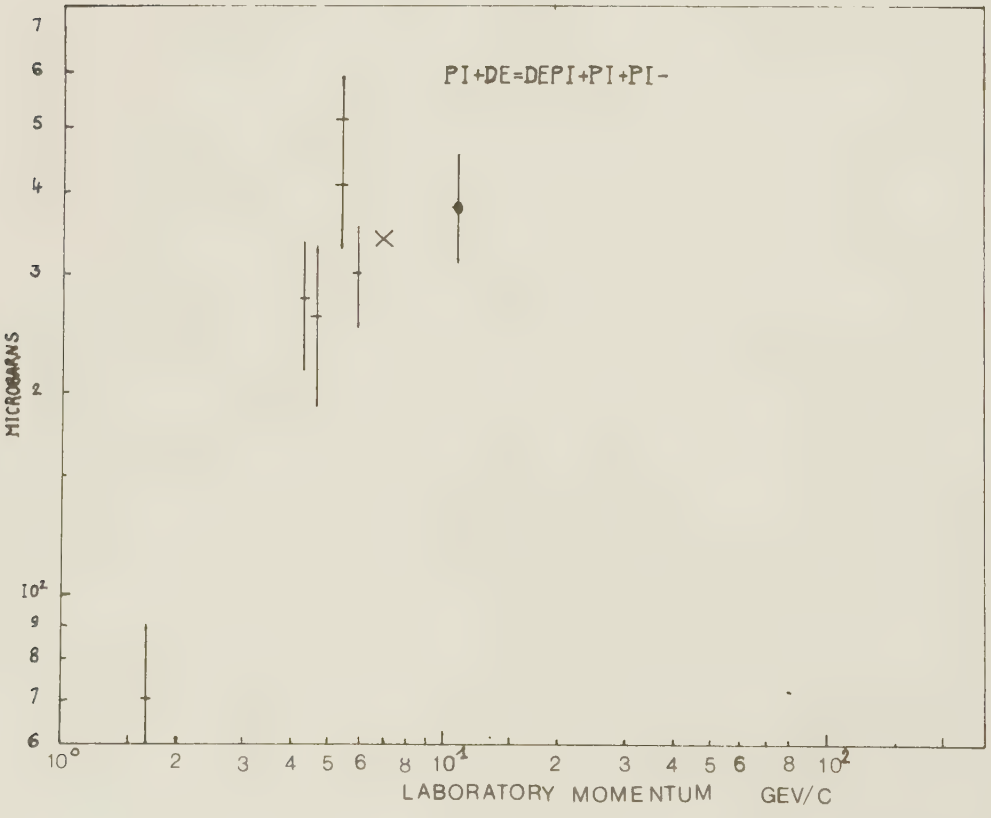

PI+DE=DEPI+PI+PI-
MICROBARNS
LABORATORY MOMENTUM GEV/C

FIGURE 11

TROISIEME PARTIE

ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES

PLAN :

1 - CONTEXTE DANS LEQUEL SE SITUE L'ETUDE DE NOTRE EXPERIENCE

2 - ETUDE DU CANAL $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

3 - ETUDE DU CANAL $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^o$

4 - ETUDE DU CANAL $\pi^+ d \rightarrow d \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Nous définissons dans le paragraphe 1 l'approche que nous employons pour l'étude de nos données.

Nous recherchons dans les trois réactions étudiées d'éventuelles productions de processus diffractifs. Pour les paragraphes 2 et 3 nous disposons de données à 5,1 - 9 et 11,7 Gev. Pour les trois réactions nous avons étudié les distributions classique de masse effective, transfert,.... et étudions le peuplement de l'espace de phase en justifiant une telle étude. Nous montrons que les secteurs d'ordre et de voisinage de l'espace de phase longitudinal permettent de comprendre certains aspects de la dynamique des réactions.

1 - CONTEXTE DANS LEQUEL SE SITUE L'ETUDE DE NOTRE EXPERIENCE

A) INTRODUCTION -

Jusqu'en 1969, très peu de travaux étaient relatifs, dans le domaine des hautes énergies, à l'étude des réactions à plusieurs corps dans l'état final. On s'attachait essentiellement à étudier les problèmes à deux corps et quasi-deux corps (réf.1). Les productions multiples de particules étaient surtout étudiées à l'aide des interactions de rayons cosmiques avec les noyaux constituant les blocs d'émulsions photographiques placés en haute atmosphère. Remarquons que pour des particules indicentes d'impulsion, p_{lab}, supérieure ou de l'ordre de 5 GeV, la section efficace élastique est inférieure à 25 % de la section efficace totale, ce qui ouvre largement les canaux inélastique, aussi depuis les considérations de nature générale de Feynman et de Yang (réf.2) on s'est appliqué à l'étude des réactions inélastiques à multi-corps.

Les accélérateurs et les anneaux de stockage actuels permettent la production d'un nombre moyen de particules chargées dans l'état final, variant de 3 à 12 (pour une impulsion incidente $p_{lab} \simeq$ 70 GeV la multiplicité moyenne est 6). La construction en cours de nouveaux grands accélérateurs, l'amélioration des techniques de dépouillement des expériences entraine un flot de données qui croît de plus en plus, ce qui conduit, en l'absence d'une bonne théorie, à la recherche de propriétés empiriques significatives par elles mêmes en vue de faire des progrès dans la compréhension de la dynamique des hadrons (hadrodynamique). Dans l'état actuel de nos connaissances, nous pouvons adopter deux points de vue différents face au grand nombre de données que nous possèdons.

1 - Construire des modèles théoriques et essayer de les plier à certains aspects des résultats expérimentaux.

2 - Essayer de dégager des paramètres (peut-être certaines grandeurs sont encore à découvrir) en étudiant de façon empirique les propriétés significatives des réactions.

Notre travail expérimental nous pousse naturellement à adopter le second point de vue ; nous devons souligner que ce n'est pas par facilité, mais que c'est, pour le moment, le moyen qui semble le plus sûr pour réussir à construire une théorie des interactions fortes. Notre tâche doit consister à fournir dans la plus grande mesure du possible les résultats indépendemment des modèles. Dans l'état actuel d' avancement de la physique des interactions fortes, ce travail est nécessaire et nous devons veiller à nous poser les " bonnes " questions.

GENERALITES - DEFINITION DU VOCABULAIRE EMPLOYE.

De façon générale on peut écrire l'interaction entre deux particules P (projectile) et C (cible) donnant n_c hadrons (étiquetés α_i, $i = 1,\ldots, n_c$) dans l'état final :

$$P + C \rightarrow \alpha_1 + \alpha_2 + \ldots\ldots\ldots + \alpha_n \ldots\ldots + \alpha_{n_c} \qquad (1)$$

Remarquons que les hadrons de l'état final peuvent être stables ou métastables - durée de vie supérieure à 10^{-22} seconde.

L'indice c caractérise la voie considérée, (une voie pour une collision entre les particules P et C correspond à un état final défini par le nombre de particules finales et leur nature). On dit que n_c est la multiplicité de la voie (la notion de multiplicité est plus délicate à définir dans le cas de production de résonances). Nous ne considérerons une résonance en tant que simple particule - et non ses produits de décomposition - que lorsqu'elle sera bien définie : bonne résolution d'avec les résonances voisines, le rapport signal sur bruit de fond doit être grand.

La notion de projectile et de cible est liée à la définition d'un système de référence pour l'observation de la réaction. Nous utilisons pour système de référence celui du laboratoire dans lequel la particule cible est au repos (pour notre cas, c'est le deutérium contenu dans la chambre à bulles). La particule du faisceau qui interagit avec la cible est le projectile de la réaction étudiée. Le système de référence du centre de masse (C.M.) est défini par le fait que P et C ont des impulsions égales et de sens contraires, on définit la direction avant comme celle du projectile et la direction arrière comme celle de la cible lorsque l'on se place dans le système

Suivant Feynman, nous pouvons adopter deux points de vue différents pour l'étude de la réaction (1) :

1 - Supposons que nous connaissions le quadri-vecteur impulsion énergie pour les n_c particules de l'état final ; nous pouvons étudier toutes les grandeurs différentielles que nous désirons pour cette réaction. Dans une telle éventualité on dit que l'on fait une étude exclusive de la réaction (en langage abrégé : réaction exclusive), à l'approximation suivante que les états de polarisation ne sont pas observés.

2 - Nous pouvons aussi adopter le point de vue presque opposé si nous ne connaissons que le quadri-vecteur impulsion - énergie d'une seule particule de l'état final. Dans ce cas l'analyse est moins différentielle et toutes (quasiment toutes), les voies sont prises en considération. On dit qu'une réaction analysée de la sorte est une " réaction inclusive ". Entre ces deux cas extrêmes toutes les possibilités sont envisageables.

Nous remarquons qu'une réaction pour laquelle n_c-1 particules de l'état final sont connues par leur énergie et leur impulsion est une réaction exclusive car en fait la particule inconnue se détermine en utilisant les règles de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Pour les réactions du type (1) en général, n particules sont connues et les particules $n+1$, ..., n_c ne sont pas connues soit parce que on ne les a pas détectées (particules neutres, abondance de particules) soit parce que, bien que détectées, on les ignore en vue d'une étude inclusive de la réaction. Si plus d'une particule et moins de $n_c - 2$ particules de l'état final sont connues on dit que l'on fait une étude semi-inclusive de la réaction.

La section efficace pour la réaction (1) s'écrit :

$$\sigma_c = \frac{1}{P^*_{inc}\, s^{\frac{1}{2}}} \int \underbrace{|M_c|^2}_{B} \underbrace{\delta\Big(\sum_{i=1}^{n_c} E_i - E\Big)\, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n_c} \vec{p}_i - \vec{p}\Big) \prod_{i=1}^{n_c} \frac{d^3 p_i}{E_i}}_{d\Omega} \qquad (2)$$

où .- P^*_{inc} est l'impulsion de la particule incidente dans le système du C.M.

.- $s^{\frac{1}{2}}$ est la masse du système initial

.- E_i, $\vec{P}_i$ sont l'énergie et l'impulsion du système dans l'état initial. Les indices i représentent les n_c particules de l'état final.

.- M_c est l'élément de matrice pour la voie c observée

.- Le signe $\int$ comprend la sommation sur tous les états d'hélicité

.- $d\Omega$ représente l'espace de phase de la réaction et nous dirons parfois que c'est la partie cinématique de la réaction tandis que

.- B représente le comportement particulier de la réaction, c'est ce terme qu'il est intéressant d'analyser ; il est invariant de Lorentz, et contient ce que nous appelons la partie dynamique de la réaction.

La section efficace totale, donnée facilement accessible à l'expérimentateur, est la somme des sections efficaces partielles pour chaque voie.

$$\sigma_T = \sum_c \sigma_c = \frac{1}{P^*_{inc}\, s^{\frac{1}{2}}} \sum_c \int |M_c|^2 \, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n_c} E_i - E\Big) \, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n_c} \vec{p}_i - \vec{p}\Big) \prod_{i=1}^{n_c} \frac{d^3 p_i}{E_i} \qquad (3)$$

Supposons que nous connaissions la nature et l'impulsion de n particules parmi les n_c de l'état final ($n \ll n_c$), la section efficace que l'on mesure s'écrit dans ce cas :

$$\prod_{i=1}^{n} E_i \, \frac{d^{3n}\sigma_i}{\prod_{i=1}^{n} d^3 p_i} = \frac{1}{p^*_{inc}\, s^{\frac{1}{2}}} \Bigg[|M_c|^2 \, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n} E_i - E\Big) \, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i - \vec{p}\Big) +$$

$$\sum_c \int |M_c|^2 \, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n_c} E_i - E\Big) \, \delta\Big(\sum_{i=1}^{n_c} \vec{p}_i - \vec{p}\Big) \prod_{i=n+1}^{n_c} \frac{d^3 p_i}{E_i} \Bigg] \qquad (4)$$

Le signe $\sum_c'$ doit être compris comme pour le cas (3) avec en plus toutes les permutations dans l'espace de phase portant sur toutes les particules parmi les $\alpha_{n+1}, \ldots, \alpha_{n_c}$ identiques à au moins une particule parmi les $\alpha_1, \ldots, \alpha_n$ particules. Selon Feynman le premier terme de l'expression (4) représente la partie exclusive des n particules tandis que le second terme exprime la distribution inclusive de n particules.

Les expériences de type inclusif ont l'avantage d'être plus simple à étudier expérimentalement (il n'est pas nécessaire de connaître toute la cinématique de la réaction) que les expériences exclusives ; de plus, pour l'heure leur interprétation est simple dans le cadre de la théorie de Regge. Remarquons que, dans le cas d'une réaction exclusive ($n = n_c$), M_c dépend de $3\,n_c - 5$ variables indépendantes et que son étude différentielle est difficile si l'on remarque que pour $n_c = 3$, M_c dépend déjà de 4 variables indépendantes ; la comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles proposés s'avère complexe et délicate. Cependant si nous utilisons certaines propriétés des interactions à haute énergie, nous pouvons réduire de façon importante le nombre de variables significatives, car en fait l'espace de phase n'est pas uniformément occupé.

Avant de pousser plus loin notre analyse donnons les propriétés connues et admises des interactions à haute énergie.

- soit p_t l'impulsion d'une particule dans le plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente, nous remarquons que les valeurs de p_t sont toujours faibles (valeur moyenne de l'ordre de 0,3 ~ 0,6 GeV) et dépendent peu de la nature de la particule et de l'énergie). Nous verrons par la suite que l'on peut prendre alors l'attitude de ne considérer comme pertinentes pour la dynamique de la réaction étudiée que les impulsions longitudinales.

- La multiplicité moyenne $\langle n \rangle$ ne croit pas aussi vite que le volume d'espace de phase en fonction de l'énergie, $\langle n \rangle$ semble croître comme une puissance de s inférieure à 1, ou comme Log s. Les derniers résultats obtenus auprès des I.S.R. ne sont pas assez précis et ne permettent pas encore de lever les ambiguïtés qui se dégagent des modèles acceptables.

- Il existe un effet de particule directrice, en ce sens que dans l'état final, les particules ont tendance à se diriger (en se plaçant dans le système du C.M.) soit dans la direction de la cible, ont dit qu'elles sont émises vers l'arrière, soit dans la direction du projectile, on dit qu'elles sont émises vers l'avant ; il n'y a pas d'émission isotrope comme on pourrait s'y attendre sur la base d'un modèle statistique. Cet effet observé est fortement en faveur de modèles de type périphérique.

Les données que nous étudierons par la suite sont du type exclusif, aussi dorénavant, nous ne mentionnerons plus le cas des réactions inclusives. La recherche de " mécanismes " de production n'est possible pour l'heure qu'à l'aide de procédés empiriques ou de paramétrisations quasi-universelles des spectres, ce qui permet de comparer les données provenant de plusieurs expériences.

PARAMETRISATION DES SECTIONS EFFICACES PARTIELLES

Jusqu'aux énergies de 30 GeV, nous savons que la section efficace totale tend à devenir constante puis elle croît lentement avec l'énergie. Les sections efficaces partielles σ_c dépendent du processus de production pour la voie c, elles décroissent en fonction de l'impulsion de la particule incidente exprimée dans le système du laboratoire (p_{lab}) ; en employant $\sigma'_c = \frac{\sigma_c}{\Omega}$ où Ω est le volume d'espace de phase (ceci afin de pouvoir comparer des multiplicités différentes) on trouve l'expression empirique (réf.3) :

$$\sigma'_c = \sigma_{oc} \, (p_{lab}/p_o)^{-N} \qquad (5)$$

où $p_o = 1$ GeV. Remarquons que l'espace de phase n'est pas uniformément peuplé et qu'il est certainement plus significatif de prendre pour Ω le volume d'espace de phase longitudinal. Dans l'expression (5) N est positif et dépend pour des états finaux à deux corps ou quasi-deux corps du mécanisme d'échange (nombres quantiques dans la voie t). Ceci est particulièrement intéressant lorsque l'effet de particule directrice existe, car on peut donner, dans le cadre du modèle des pôles de Regge une signification à N. Par exemple si la valeur de N est voisine de 0, la section efficace varie très lentement en fonction de l'énergie, on peut envisager dans ce cas un processus de type diffractif.

PARAMETRISATION DES DISTRIBUTIONS DE MOMENT TRANSFERE

L'étude des distributions de moment transféré semble indiquer que celles-ci varient selon les " mécanismes " de production du système étudié. Une interprétation des spectres est souvent satisfaisante dans le cadre de modèles à la Regge.

Afin de donner une estimation des distributions de moment transféré, nous ajusterons nos données expérimentales par des expressions de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt'} = \left(\frac{d\sigma}{dt'}\right)_{t'=0} e^{-Bt'} \qquad (6)$$

où $t' = |t - t_{min}|$, t_{min} est le quadri-moment transféré correspondant à la limite cinématique la plus grande pour la masse du système. La variable B (qui peut dépendre de l'énergie, de la masse du système auquel le moment est transféré,...) dont nous devrons étudier le comportement est appelée pente de la distribution de moment transféré.

B) DISSOCIATION DIFFRACTIVE - ECHANGE DE POMERON -

Parmi les différents mécanismes de production, il en est un qui bien que produit dans des voies inélastiques a de nombreuses propriétés en commun avec la diffusion élastique. Les termes de dissociation diffractive (D.D.) et d'échange de poméron (E.P.) sont employés concurremment pour définir celui-ci.

Le terme de D.D. a été introduit par Good et Walker (réf.5) qui en 1960 ont émis l'idée de la dissociation de hadrons en plusieurs hadrons. Pour l'heure, ont été analysées, essentiellement les dissociations de hadrons suivantes :

- π en 3π ou 5π
- K en $K\pi\pi$
- N en $N\pi$ et $N\pi\pi$ (N pour nucléon)

Le terme de E.P. trouve un sens encore flou, dans le cadre du modèle de Regge, pour lequel des trajectoires sont échangées dans la voie t. Sur ces trajectoires sont situées des particules connues ; lorsque tous les nombres quantiques échangés dans la voie t sont ceux correspondant à ceux du vide on dit (bien qu'il ne s'agisse pas obligatoirement d'une trajectoire) que l'on échange le poméron.

CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES DE LA D.D.

Bien qu'étant un phénomène inélastique la D.D. (par exemple $\pi N \to (3\pi)N$) a en commun, avec la diffusion élastique correspondante ($\pi N \to \pi N$) un grand nombre de propriétés. Nous énumérons les caractères (généralement admis et acquis pour quasi-certain) qui servent à définir de tels phénomènes.

Bien que dans l'état final on observe plusieurs particules il semble que le processus se produise (en nous plaçant dans l'hypothèse de la dissociation du projectile) de la façon suivante :

$$P + C \to A + C$$

1. i - Le spectre de masse de A présente des structures que l'on pourrait, à première vue, attribuer à un effet résonnant.

ii - Pour chacune de ces structures la section efficace de production est plus ou moins constante quand l'énergie de P augmente. De plus ces structures sont produites de manière périphérique.

iii - Le système A, dans la région de masse correspondant à la structure, peut être décomposé en un pion d'une part et en une résonance d'autre part. La masse de A est voisine du seuil du système pion-résonance.

L'analyse du système pion-résonance permet d'énoncer les propriétés suivantes :

2. i - A et P ont les mêmes nombres quantiques internes

ii - La règle empirique de Gribov-Morrison (réf. 6 a - b) semble assez bien vérifiée, tout au moins dans le cas de la dissociation des bosons, nous pouvons l'écrire :

$$\pi_p \cdot \pi_A = (-)^{\Delta J}$$

où π_p et π_A sont les parités de P et A respectivement, ΔJ correspond à la différence des valeurs de spin de A et P ; ceci entraîne, dans le cas ou P

est soit un pion, soit un kaon la séquence J^{π} suivante :

$$0^- \rightarrow 0^-, 1^+, 2^-, \ldots.$$

Nous devons signaler que deux évidences de production diffractive du A_2 ont été observées (réf.19) ce qui peut jeter un doute sur cette règle empirique.

iii - Le système pion-résonance se trouve dans une onde S, ce qui est attendu d'après iii ci-dessus.

iV - Le système résonance-pion ne semble pas lui-même résonnant quand cela a été expérimentalement possible, l'analyse de la phase de l'onde S ne montre aucune indication de comportement résonnant (réf.20). De plus, un tel système n'a pas été observé, de façon convaincante, dans des processus non diffractifs.

Les réactions élastiques vérifient les propriétés de constance de section efficace, de dominance périphérique et le point 2. i . Elles ont cependant en plus une propriété qui ne semble pas vérifiée pour le D.D. : la conservation de l'hélicité dans la voie s.

QUELLE EST LA NATURE DE A ?

A partir des propriétés de A énoncées ci-dessus, on peut se poser la question de savoir la nature d'un tel objet : ou une résonance, ou un effet de recombinaison dans l'état final, ou une réflexion due purement au périphérisme de la réaction, ou ... ? Du point de vue expérimental, les bosses sont bien observées, les points 1. i et 2. i empèchent de les ranger à priori parmi les résonances. Théoriquement on dit que l'on a une résonance si l'onde partielle (correspondant à un état J^{π}) de l'amplitude a un déphasage qui passe par 90° lorsque la masse du système varie. Pour savoir si l'on est en présence d'une résonance, il faut connaître l'amplitude du système. Actuellement les données expérimentales ne peuvent pas nous fournir cette amplitude ; nous devons donc utiliser un modèle. Nous décrirons (p. III.16) l'effet Deck-Reggeisé qui rend bien compte de nos résultats expérimentaux dans le cas de la production du A_1^+.

Dans le cas particulier ou A est le A_1, et partant d'une amplitude de Deck-Reggeisé, Frogatt et Ranft (réf.7) ont montré pour la réaction

$$\pi p \rightarrow p\, A_1 \longrightarrow \rho\pi$$

que le système $\rho\pi$ présente une bosse correspondant au A_1 et qu'il est quasiment dans un état $J^{\pi} = 1^{+}$, mais que l'onde partielle correspondante ne passe pas par 90° à la masse du A_1; ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus en procédant de la même façon (réf.19). D'autre part, en utilisant une amplitude duale, Berger (réf.8) d'une part et Frampton et Törnqvist d'autre part (réf.9) ont montré que des bosses aux faibles valeurs de masse apparaissent dans des canaux pour lesquels il n'y a pas de pôle. Si le principe de dualité est vrai, ces bosses ne peuvent être interprêtées comme une résonance.

Nous référant aux compte-rendus des conférences des années précédentes, nous remarquons, à travers la terminologie employée pour définir des bosses comme celle du A_1 que les idées à ce sujet n'ont cessé d'évoluer entre des points de vue opposés tels que ceux de résonance et d'effet cinématique. A la conférence de Kiev (réf. 10) Morrison a introduit le terme de résonance diffractive (R.D.) pour définir ces bosses ; à notre avis cette expression reflète les ambiguïtés que nous avons pour définir les objets tels que A.

POSSIBILITES D'ANALYSE DE LA PRODUCTION DE A

Les données expérimentales suggèrent que les processus conduisant à la D.D. et ceux produisant des résonances sont dus à des mécanismes dynamiques différents. Nous pouvons analyser les données expérimentales en utilisant le graphe ci-dessous :

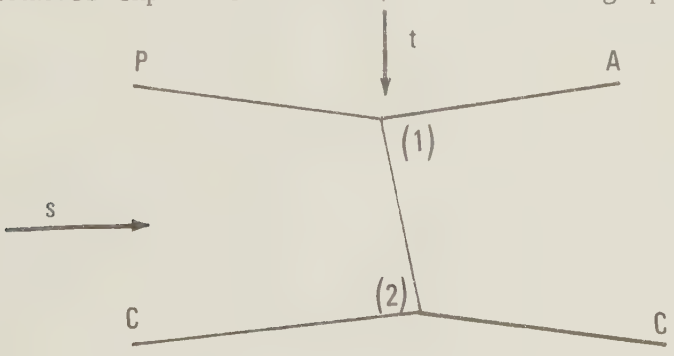


Image a - Aux vertex (1) et (2) peuvent être échangés dans la voie t les nombres quantiques du vide. Au vertex (1) entre P et A tous les nombres quantiques sont conservés excepté le spin et la parité. Dans le cadre du modèle de Regge on peut associer aux nombres quantiques de la voie t une trajectoire correspondant à celle du poméron.

Image b - Au vertex (2) on retrouve la même particule dans les états initial et final, on peut dire qu'à ce vertex, il y a diffraction ; au vertex (1) l'objet A produit plusieurs particules on dit qu'il y a dissociation de P.
Parler de D.D. revient à admettre l'image b, sans aucun support théorique pour l'analyse.

L'image " a " correspond, dans l'analyse, à admettre que toutes les propriétés expérimentales peuvent être comprises dans l'optique du modèle de Regge dans lequel le poméron serait bien compris (que ce soit une trajectoire, ou une coupure dans le plan complexe du moment angulaire).

Remarquons que la nature n'est certainement pas aussi simpliste et qu'aux énergies auxquelles nous travaillons, nous ne sommes pas sûrs d'être suffisamment proches de la limite asymptotique pour nous permettre de négliger, comme l'ont fait remarquer Cohen-Tannoudji et al. (réf.11), les contributions d'autres trajectoires échangées. Ces auteurs prétendent même que les contributions des autres trajectoires existent pour la D.D. et que ce qui la caractérise de la diffusion élastique c'est le couplage différent du poméron.

Pour l'heure, les images a et b rendent compte du même phénomène expérimental. Les expressions E.P. et D.D. caractérisent le même phénomène et précisent l'optique expérimentale dans laquelle on se place.

Notons que la double dissociation diffractive (D.D.D.) est une extension de la D.D. au cas où les particules P et C se dissocient simultanément et que la réaction observée possède les propriétés de la diffraction. Certaines observations expérimentales (réf.12) sont en faveur de cette interprétation, mais elles demandent à être confirmées.

C) PROCEDES D'INVESTIGATION DE L'ELEMENT DE MATRICE M_c

Les analyses traditionnelles des réactions à haute énergie concernent les distributions de masses invariantes, de moment transféré, d'angles etc... En procédant de la sorte, nous n'obtenons pas suffisamment d'informations sur l'élément de la matrice M_c (peu de variables sont étudiées simultanément) et les comparaisons des modèles théoriques avec l'expérience sont limitées. En effet l'étude de telles distributions ne met pas en valeur les régions de l'espace de phase pour lesquelles l'élément de la matrice M_c est " important " ou non. Ce que l'on fait généralement c'est de tester les modèles en comparant les distributions qui sont des intégrales de $|M_c|^2$ portant sur la quasi totalité des variables définissant le système. Ceci peut être dangereux dans l'interprétation des résultats si les corrélations entre toutes les variables représentant l'état final ne sont pas correctement étudiées.

De plus dans l'étude d'événements à haute multiplicité les analyses tradionnelles deviennent compliquées du fait du grand nombre de particules impliquées dans la réaction ; les pions sont produits de manière abondante et comme nous ne pouvons dicerner entre elles des particules de même nature, nous devons, par exemple pour une distribution de masse fixée, envisager toutes les combinaisons de particules possibles conduisant au même étant final. Un grand nombre de combinaisons indésirables apparaissent alors noyant dans un " bruit de fond " les éventuelles résonances, rendant difficile leur identification.

Nous nous plaçons dans l'optique d'une analyse exclusive de nos réactions, alors n = nc. La connaissance la plus complète que nous pouvons avoir de M_c est de procéder à une étude différentielle complète de la réaction. Mais nous remarquons que si nous n'observons pas pour la réaction (1) les états de polarisation de P et C, 3n - 5 variables indépendantes sont nécessaires pour décrire complètement M_c. Ce nombre est rapidement grand quand la multiplicité augmente, et rend inextricable de telles analyses différentielles si nous ne savons pas distinguer certaines caractéristiques des variables utilisées.

Nous tenterons de déterminer dans ce paragraphe des choix de variables adaptées aux propriétés connues (et énoncées ci-dessus : paragraphe A) des réactions qui font que l'espace de phase n'est pas uniformément peuplé.

a - ESPACE DE PHASE LONGITUDINAL - VARIABLES DE VAN-HOVE

Expérimentalement il est bien établi que, dans le système du centre de masse des réactions à haute énergie, les particules secondaires ne sont pas émises de façon isotrope. Cela se voit directement sur un diagramme de Peyrou. Nous prendrons comme axe privilégié la direction définie par la quantité de mouvement de la particule projectile (direction incidente) dans le système du C.M. de la réaction. Dans tout ce qui suit nous nous placerons dans ce système.

La distribution azimutale des particules secondaires est plate : ce que nous attendons puisque nous n'observons pas les états de polarisation et que, ni la cible, ni le faisceau ne sont polarisés. La distribution polaire ($\cos\theta$) est en général piquée soit vers l'avant $\cos\theta = +1$ soit vers l'arrière $\cos\theta = -1$, comme si les particules avaient tendance à se mouvoir selon une seule direction. En ce cas on peut classer les particules les unes par rapport aux autres en comparant la valeur de leur impulsion suivant la direction incidente ($p_{//}$). On a remarqué que les particules ont tendance à se grouper pour former des paquets : " clusters ", et que les particules d'un même paquet ont des valeurs de $p_{//}$ voisines.

Van-Hove (réf.4) a proposé une méthode systématique pour la classification des particules secondaires, pour cela on doit introduire les notions d'impulsions longitudinale et transverse. L'impulsion longitudinale est la valeur de la projection de l'impulsion de la particule considérée sur la direction incidente ($p_{//}$). Les deux autres composantes constituent l'impulsion transverse $\vec{r}$ de module p_T.

Berger et Krzywicki (réf.20) ont fait remarquer que selon que $p_T \simeq |p_{//}|$ où $p_T \ll |p_{//}|$ (en supposant l'absence de corrélations " importantes " entre les p_T) la forme du volume de l'espace de phase est très différente. Pour les réactions inclusives il semble qu'il faille atteindre des énergies très élevées (celles obtenues auprès des I.S.R.) pour que la condition $p_T \ll |p_{//}|$ soit vérifiée. Nous verrons que pour nos réactions, exclusives, nous sommes aux multiplicités que nous étudions, déjà loin du régime $p_T \simeq |p_{//}|$. Aussi, il est intéressant de mettre en évidence une analyse de la réaction en fonction des variables longitudinales : analyse selon les

variables de l'espace de phase longitudinal E.P.L. Nous devrons, bien sûr, porter une attention particulière aux corrélations éventuelles entre les $p_{//}$ et p_T d'une part et les p_T entre eux d'autre part.

Dans l'annexe C, nous donnons deux paramétrisations différentes de l'espace de phase longitudinal. Les cas particuliers à 3 et 4 particules dans l'état final, dont nous aurons besoin par la suite sont traités en détail.

b - ANALYSE COMPLETE DE L'ESPACE DE PHASE

Dans le cas où pour chaque particule $p_T \simeq p_{//}$ l'analyse selon E.P.L. n'est plus suffisante et nous devons procéder à une analyse complète de l'espace de phase. D'autre part nous n'avons aucune certitude nous permettant d'éliminer à priori l'étude du comportement de $|M_c|^2$ en fonction d'autres variables que celles que nous venons d'étudier.

Pless et al. (réf.14) ont montré qu'en choisissant : les n-2 variables angulaires définies dans l'annexe C, le paramètre γ, les variables d'énergie correspondant à chaque particule (généralisant ainsi le diagramme de Dalitz) et n-4 autres variables (choisies en fonction de la réaction étudiée), on pouvait séparer les résonances le fond et la partie diffractive, aux interférences près, entre ces différentes contributions à la réaction. Si ce fait était vérifié pour d'autres réactions que celles qui ont été étudiées dans la réf.14-b, nous aurions trouvé un choix de paramètres décrivant les réactions par interactions fortes dans lesquelles plusieurs particules sont produites, néanmoins l'idée est à retenir.

Supposant que les x_i ou les θ_i correspondent à une bonne paramétrisation, cette paramétrisation n'est certainement pas suffisante car elle laisse dans l'ombre 2n-3 variables indépendantes et il semble que M_c ne dépende pas uniquement du secteur de E.P.L. dans lequel est situé l'événement. T. Friedman et al. (réf.15) ont constaté de fortes corrélations entre les différents p_T variant selon les régions de E.P.L. Pour cela ils ont introduit les variables θ_{ij} :

$$\theta_{ij} = \text{Arcos} \frac{\vec{r}_i \times \vec{r}_j}{|\vec{r}_i| \, |\vec{r}_j|} \qquad (7)$$

Certainement il faut aussi envisager d'autres corrélations par exemple celles entre p_T et $p_{//}$; seules les analyses des données expérimentales permettront de découvrir le meilleur choix de variables.

Suivant Van-Hove nous nous sommes placés dans le système du C.M. mais rien n'indique que ce choix soit le meilleur comme l'ont fait remarquer Kajantee et Tuominiemi (réf.16). D'après ces auteurs il est préférable de se placer, pour le cas de dissociation de la cible ou du projectile, respectivement dans le système de la cible du projectile, au repos.

Il semble que nous n'ayons pas encore trouvé le bon jeu de variables, ce qui est fort gênant pour l'expérimentateur car les résultats sont publiés différemment selon les auteurs et l'époque, rendant difficiles les comparaisons des expériences entre elles.

D) EFFET DE DECK A LA REGGE -

Bien que nous ne sachions pas construire de modèle adapté à l'étude des processus diffractifs, nous devons nous attacher à trouver des paramétrisations permettant de comprendre ce phénomène (ne serait-ce qu'approximativement mais au moins globalement). Pour l'heure nous pensons que si nous comprenions de tels processus, cela éclaircirait la compréhension que nous pourrions avoir des interactions fortes.

Les modèles à échange de deux trajectoires de Regge (double Regge D.R.) tel celui de Berger (réf.17) décrivent correctement la plupart des propriétés des résonances diffractives ; avant d'utiliser ce dernier pour l'analyse de nos données, nous en donnerons une brève description en le plaçant dans son contexte historique.

a - DESCRIPTION DU MODELE DOUBLE-REGGE : D.R.

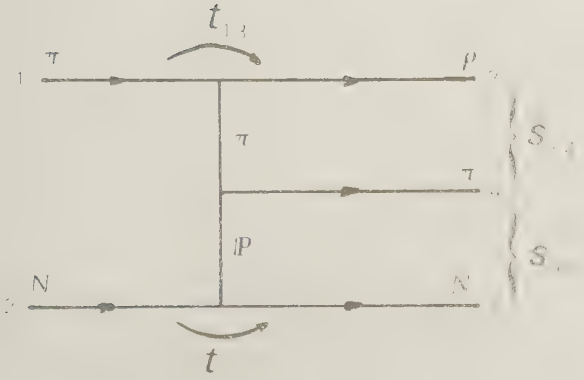
Nous ne décrirons le modèle D.R. à la Berger que dans le cas du A_1 , où A_1 se désintègre en $\rho\pi$; le ρ est traité comme une particule. C'est en fait l'étude du A_1 qui a permis de mettre en évidence des processus créant des bosses dans les spectres de masses autres que des effets résonnants. De très bons résultats ont été obtenus pour la description d'autres R.D. telles

que le N^* et le Q ($K^*\pi$) (réf.22).

L'amplitude que nous donnerons, moyennant quelques changements des valeurs des paramètres, sera utilisée par la suite pour la description des basses masses $p\pi^-$ obtenues dans la réaction $\pi^+ n \to p\pi^+\pi^-$. Nous utiliserons la paramétrisation employée par G. Plaut et J-L Meunier (réf.18).

Partant de l'idée de Deck (réf.19) selon laquelle le A_1 produit dans l'état final est un effet cinématique dû à un graphe du type ci-dessous

(L'amplitude utilisée est factorisée à chaque vertex, le pion échangé (π_e) est supposé sur sa couche de masse, ce qui permet de prendre pour amplitude au vertex 2 l'amplitude de diffusion élastique $\pi p \to \pi p$. Ce procédé représente bien le comportement de t_{pp}), Berger a remarqué que l'amplitude au vertex 2 peut être décrite en terme de trajectoire de Regge dans la voie t (en ce cas un poméron P serait échangé) et le propagateur du pion échangé peut être remplacé dans la voie t par la trajectoire du pion d'où le nom de modèle D.R. Pour décrire une telle amplitude, nous utiliserons le schéma a ci-dessous sur lequel les notations et les noms des variables sont portées. On peut évidemment associer au schéma a, le schéma b



pour lequel c'est la trajectoire du ρ qui est échangée dans la voie t au vertex supérieur. Bien sûr d'autres trajectoires peuvent être échangées pour les schémas a et b mais nous considérons que celles retenues apportent la plus grande contribution aux amplitudes.

La paramétrisation de Bali-Chew-Pignotti (réf.18) dans le cas d'une trajectoire échangée (n) ayant les mêmes nombres quantiques que ceux de la particule centrale s'écrit :

$$A^{(n)} = \frac{\beta(t_{1n'})}{\sin(\pi\alpha_n(t_{1n'}))} \; (ch\,\xi)^{\alpha_n(t_{1n'})} \; A^{él}_{nN}(s_{n5},\, t,\, t_{1n'}) \qquad (8)$$

où

- n est la particule émise au vertex supérieur
- $\alpha_n(t_{1n'})$ est la trajectoire de Regge de la particule émise au vertex supérieur
- $A^{él}_{nN}$ est l'amplitude de diffusion élastique $nN \to nN$ que l'on paramétrise suivant Berger par l'expression

$$A^{él}_{nN} = \lambda_{n5}^{\frac{1}{2}} \; \sigma_{tot}(nN) \; e^{At/2}$$

avec $\lambda_{n5} = \left[s_{n5} - (m_n - m_J)^2\right]\left[s_{n5} - (m_n + m_5)^2\right]$

$A \simeq 8\ GeV^{-2}$

- ch ξ contient les singularités cinématiques provenant du couplage des 2 reggeons et des pseudo-seuils dus aux masses inégales.

Comme on désire des amplitudes analytiques, on enlève les singularités en introduisant les zéros convenables. L'expression (8) s'écrit alors :

$$A^{(n)} = \frac{\gamma(t_{1n'})}{\sin(\pi\,\alpha_n(t_{1n'}))} \left(\frac{s_{nn'} - t_{1n'}}{2s_o}\right)^{\alpha_n(t_{1n'})} \cdot \quad A^{él}_{nN}(s_{n5},\, t,\, t_{1n'})$$

expression dans laquelle $\gamma(t_{1n'})$ est une fonction complexe inconnue supposée régulière, lentement variable et contenant les zéros requis.

Plaut et Meunier ont montré que la forme de la paramétrisation du résidu n'avait pas beaucoup d'influence sur les résultats, dans ce cas il vaut mieux utiliser une paramétrisation simple, ce qui conduit à écrire une amplitude réelle sous la forme

$$A^{(n)} = \frac{C_n}{t_{1n'} - m_\pi^2} \left(\frac{s_{nn'} - t_{1n}}{2 s_o} \right)^{\alpha_n (t_{1n'})} A_{nN}^{\text{él}} (s_{n5}, t, t_{1n'}) \qquad (9)$$

C_n et s_o sont des constantes, on prend selon " l'habitude " $s_o = 1\,\text{GeV}^2$

1 - paramètres de l'amplitude dans le cas de l'échange d'un pion

$\alpha_\pi (t_{13}) = t_{13} - m^2$

$\sigma_{tot} (\pi N) = 25$ mb

$C_\pi = 1$

2 - paramètres de l'amplitude dans le cas de l'échange d'un ρ

$\alpha_\rho (t_{1n}$ [illegible] $t_{13} - 0.5)$

$\sigma_{tot} (\rho N)$ [illegible] 30 mb

$c_\rho = \frac{2}{3} c\pi$

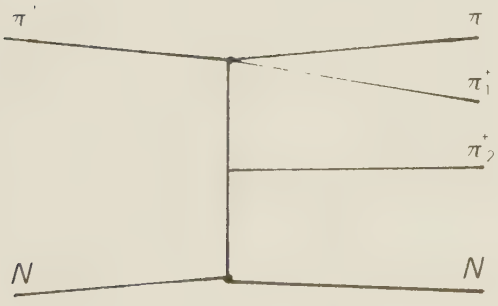
Le rapport c_ρ / c_π est une constante de normalisation entre les deux amplitudes, sa valeur a été déterminée par Berger et semble en accord avec les résultats expérimentaux obtenus. Ne pouvant déterminer la phase relative entre les 2 amplitudes, nous les avons additionnées avec la même phase.

Dans l'écriture des amplitudes (9), le ρ est considéré comme une particule (résonance de largeur nulle). Nous voulions introduire le fait que c'est une résonance de largeur non nulle dont les états de polarisation sont connus, mais les calculs sont inextricables sans approximations et introduction de nouveaux paramètres ce qui alourdit les expressions et fait perdre crédit aux résultats obtenus (communication privée M. Le Bellac). Cependant afin de tenir compte de certaines réflexions cinématiques, nous avons, lors de la génération de nos événements, introduit le fait que le ρ

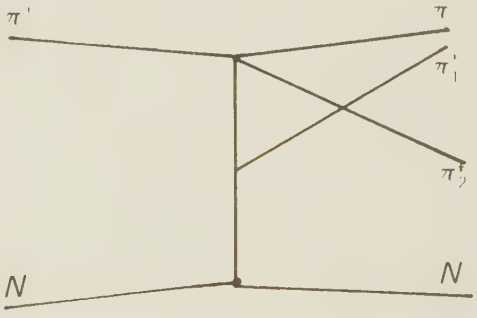
est une résonance de largeur non nulle dont la désintégration angulaire est connue : onde P.

Nous nous sommes inspirés de l'article de Bing Lin Young (réf.20) afin de réduire la contribution des ailes des courbes de Breit-Wigner représentant les résonances. Une autre paramétrisation proposée par Deans et al. (réf.21) a été employée, elle réduit la contribution des ailes des courbes de Breit-Wigner tout en gardant l'amplitude unitaire (si elle l'était auparavant). Les résultats obtenus par cette paramétrisation ne présentent pas de désaccord sensible avec ceux obtenus à l'aide de la paramétrisation proposée par Bing Lin Young et al.

Dans le cas où nous avons deux π^+ dans l'état final, suivant la remarque de Bing Lin Young et al. nous avons symétrisé l'amplitude totale pour le système des 3 pions, par exemple pour le cas de l'échange seul du π, nous avons considéré les deux amplitudes :



A(a)



A(b)

nous avons additionné ces 2 amplitudes sans phase relative, car après vérification, nous nous sommes aperçus que les résultats obtenus ne dépendaient pas de manière cruciale de la phase relative entre les amplitudes A(a) et A(b). Cette symétrisation nous permet de comprendre l'épaulement observé pour les basses masses dans le spectre $\pi^+ \pi^-$ et les bosses observées au seuil de production des systèmes $((\pi_1^+ \pi^-), \pi_2^+)$ qui disparaissent lorsque l'on enlève les masses $\pi_1^+ \pi^-$ situées dans la région de masse du ρ.

b - LIMITES DE L'AMPLITUDE DE DECK REGGEISEE POUR L'ETUDE DE PROCESSUS DIFFRACTIFS.

Dans l'expression de l'amplitude de Berger, le pion échangé au vertex supérieur est reggeisé, cela n'apporte pas dans le comportement global de l'amplitude de changement par rapport au traitement de Deck, mais par contre dans l'optique d'une interprétation selon le concept de dualité au sens de Dolen, Horn et Schmid (réf.22) cela a ouvert de nouvelles perspectives et a fait rebondir le problème de l'interprétation du A_1 en tant que résonance ou autre processus (réf.23). En effet Chew et Pignotti (réf.24) ont fait remarquer que moyennant une hypothèse forte, celle de dualité locale (au A_1, une seule " résonance ", correspond une seule trajectoire échangée dans la voie croisée t), on pouvait interpréter le système résonnant $\rho\pi$ (à basse masse), produit selon les processus de D.R. comme une description des systèmes résonnants dans la voie s. Depuis cette interprétation a perdu de son crédit du fait que l'amplitude est réelle (échange du π) et que la dualité est relative à la partie imaginaire de l'amplitude.

Frogatt et Ranft (réf.25) ont procédé en utilisant une amplitude de Deck reggeisée pour décrire le système du $A_1 \to \rho\pi$, à l'analyse en spin et parité de la bosse du A_1. L'amplitude décrit un état dominé presque complètement par une onde 1^+S, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux et concorde avec les prévisions de Chew-Pignotti, mais une analyse en déphasage de l'amplitude montre que la phase ne passe pas par 90° dans la région de masse du A_1, ce qui exclu la possibilité d'états résonnants dans la voie S (même au seuil $\rho\pi$, dans le cas du A_1 où l'on n'attend pas de chevauchement d'états résonnants). Il faut remarquer que l'analyse que nous venons de décrire est délicate car les amplitudes d'onde partielle ont des comportements différents selon la paramétrisation employée pour la trajectoire du π.

Dans l'étude d'une amplitude duale faite à l'aide de la fonction à cinq points du modèle de Veneziano, Frampton et Törnsqvist (réf.26) ont montré que l'on pouvait obtenir un renforcement aux basses masses dans certains canaux correspondant à des voies pour lesquelles aucun pôle n'existe. Ceci revient à dire qu'une amplitude du type B_5 prévoit des bosses de même na-

ture que celles décrites à l'aide d'un modèle de Deck, ainsi le A_1 ne peut plus être compris comme une résonance pure.

Il semble que dans le cas de la production du A_1, avec échange de charge par l'intermédiaire de la réaction $\pi^- n \to A_1^{--} p$, $A_1^{--} \to \rho^- \pi^-$ (le A_1^{--} est un état exotique), le spectre de $\rho^- \pi^-$ dans la région de masse du A_1^{--} est bien représenté par une amplitude du type de celle de Deck (réf.27). Notons que la section efficace de production de A_1 est faible et que pour obtenir un signal significatif il faut procéder à de nombreuses coupures en vue de favoriser la région intéressante. D'après Durusoy (réf.28), analysant le système $\rho^- \pi^-$ de la même façon que Cohen et al. et comparant les résultats des 3 énergies 5, 7 et 9 GeV, il semble que le A_1^{--} observé soit un effet cinématique. Tout au plus ce que nous pouvons retenir c'est que le A_1^{--} a été observé dans des conditions difficiles et les résultats demandent à être confirmés.

Nous retenons comme ferme les observations du A_1 dans les états de charge positif, A_1^+, et négatif A_1^-, l'état de charge neutre A_1^o n'a pas été observé de façon convaincante (limite supérieure de quelque μb à 5 GeV (réf.23). Le $A_1 \to \rho \pi$ peut avoir pour valeur de spin isotopique 1 ou 2, cependant il est peu probable que la valeur $I = 2$ soit correcte car les états A_1^{--} observés ont des sections efficaces de production plus faible, de plus d'un ordre de grandeur, que celles des A_1 chargés une fois. Remarquons que l'état neutre n'est pas observé de façon convaincante et qu'en tout état de cause sa production est plus faible que celle des états chargés ce qui soulève la question de savoir si le A_1 est une autre chose qu'une résonance ou si l'amplitude de production du A_1^o (résonance) a une contribution plus faible que celle correspondant aux états de charge non nulle ; on peut envisager des mécanismes différents, mais la raison invoquée n'est pas évidente.

Les résultats expérimentaux et les modèles connus pour l'heure ne permettent pas de comprendre la nature du A_1. Il semble que dans la description de cet objet ce ne soit pas une résonance bien qu'il en ait le comportement ; c'est un effet voisin du seuil, le spin et la parité du système sont bien définis, il est produit à faible moment de transfert, aussi nous garderons le terme de résonance diffractive employé par Morrison pour décrire de

tels objets, sans donner trop de précision au mot résonance. Il semble que le A_3 se désintégrant en $f\pi$ ait les mêmes caractéristiques que le A_1 et soulève les mêmes questions.

II- ETUDE DU CANAL $\pi^+ n \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Nous rappellerons brièvement les principales caractéristiques des résonances bosoniques et baryoniques observées à 11,7 GeV (réf.33). Nous étudierons globalement ce canal en utilisant les variables de Van Hove (annexe C) et tenterons de dégager les mécanismes susceptibles de contribuer à l'amplitude décrivant ce canal, pour cela nous comparerons nos données à celles provenant d'expériences faites avec des π^+ incidents de 5,1 GeV (réf.34) et 9 GeV (réf.35), remarquons que nous ne possédons pas le lot statistique complet d'événements à 9 GeV. Nous utilisons un modèle à deux échanges de trajectoires et montrons que dans la région des valeurs de ω voisines de 80°, la contribution de processus diffractif, qui augmente avec l'énergie, est la plus importante.

A/. DESCRIPTION DES SYSTEMES BARYONIQUES ET MESONIQUES

Ayant trois particules dans l'état final, nous pouvons analyser deux spectres de masse baryonique et un spectre de masse mésonique.

Le spectre de masse p π^+ ne présente pas de variation significative comparé au spectre obtenu à l'aide d'un espace de phase périphérique. Ceci est compréhensible dans le cadre d'un modèle à échange car alors on devrait échanger au vertex mésonique les nombres quantiques correspondant à ceux d'un méson de charge Q = 2 (un tel méson n'a pas encore été mis en évidence de façon convaincante). Une autre possibilité serait d'envisager l'échange de trajectoire baryonique, mais les distributions de t pour notre réaction ne favorisent pas cette hypothèse. Nous n'étudierons pas plus en avant cette voie car les effets que nous pourrions y observer (échange baryonique, exotique , réf.33, par exemple) sont très nettement au dessous de la limite de signification de notre expérience.

Le diagramme de Dalitz (fig.1) des systèmes p π^- et π^+ π^- fait apparaître des bandes correspondant dans le système mésonique aux résonances ρ^o et f^o et une accumulation, visible seulement sur le spectre de masse (fig.2-b), dans la région du g^o. Les caractéristiques de ces résonances, telles qu'elles résultent de notre expérience, sont données dans le tableau 1.

système mésonique	M masse en Mev	Γ largeur en Mev	σ section efficace en μb
$\rho^o \rightarrow \pi^+ \pi^-$	787 $\pm$ 7	188 $\pm$ 34	76 $\pm$ 6
$f^o \rightarrow \pi^+ \pi^-$	1260 $\pm$ 15	183 $\pm$ 42	63 $\pm$ 6
$g^o \rightarrow \pi^+ \pi^-$	1739 $\pm$ 30	330 $\pm$ 110	28 $\pm$ 4

tableau n° 1

Dans le système de masse baryonique, on observe une bande correspondant à des masses p π^- comprises entre le seuil et 1800 Mev. Remarquons qu'il y a une légère superposition entre les bandes de ρ^o et f^o et celle correspondant aux faibles masses du système p π^-, nous remarquons que l'interférence entre ces bandes est faible : un dénombrement dans la zone de chevauchement des bandes du Δ^o et du ρ^o et dans les zones voisines montre qu'en première approximation on peut considérer que dans la zone de chevauchement des bandes il n'y a pas d'interférence, mais seulement superposition des bandes. Nous retenons que le diagramme de Dalitz montre que les grandes masses du système π^+ π^- correspondent aux faibles masses du système p π^-, ce qui explique pourquoi le g^o est difficile à observer car il lui correspond des réflexions dues aux faibles masses p π^-.

Le spectre de masse p π^- (fig. 2-a) présente des accumulations, correspondant certainement à des résonances connues, dont il est difficile de déterminer les caractéristiques à l'aide des courbes de Breit-Wigner superposées sur un fond ; ceci est dû particulièrement à la forme du fond qui varie rapidement dans la largeur moyenne Γ des résonances, aussi nous ne donnons dans le tableau n° 2 qu'une estimation des paramètres de ces résonances :

système baryonique	M Masse en Mev	Γ largeur en Mev	σ section efficace en μb
$\Delta^o \rightarrow$ p π^- (1236)	1250	150	30
$N^{*o} \rightarrow$ p π^- (1470)	1440	180	25
N^{*o} et / Δ^o ou $\rightarrow$ p π^- (1630) (1670) (1670)	1660	160	20

tableau n° 2

Nous estimons la contribution de la production de quasi deux corps à environ 40 % de la section efficace totale de ce canal. Nous remarquons qu'une contribution importante à ce canal provient aussi des faibles masses p π^- (résonances mises à part).

Afin de trouver des groupements de particules autres que ceux correspondant à des résonances, nous avons recherché des sélections adéquates et nous sommes arrêtés sur les 4 critères ci-dessous :

a - $M(p\ \pi^-) \lesssim 1{,}8$ Gev

b - $M(p\ \pi^-) \lesssim 1{,}8$ Gev les N* et Δ sont ôtés

c - $M(p\ \pi^-) \lesssim 1{,}8$ Gev et $|t'_{\pi^+ \to \pi^+}| \lesssim 0{,}5$ Gev

et $|t'_{n \to p}| \lesssim 0{,}5$ Gev

d - sélection c plus $1{,}48$ Gev $\lesssim M(\pi^+ \pi^-)$

La figure 2-b, en hachuré, montre la masse du système $\pi^+ \pi^-$ lorsque la sélection (c) est appliquée, nous remarquons encore la présence de ρ° et f°, mais la contribution relative des grandes masses $\pi^+ \pi^-$ est plus importante que dans le spectre total. La coupure $M(\pi^+ \pi^-) \lesssim 1{,}48$ Gev enlève les résonances dipioniques restantes sans perturber sensiblement la région des basses masses p π^-. La figure 2-a, en hachuré, montre le spectre de masse p π^- lorsque l'une des conditions (c) n'est pas réalisée, nous voyons la présence de N*° (1470) et de N* et ou Δ (1680) montrant ainsi que ces états ne sont pas produits seulement d'une manière périphérique.

section efficace en μb / % de σ total	5,1 Gev	9 Gev	11,7 Gev	N
a	765 55 %	356 56 %	302 56 %	1,oo $\pm$ 0,08
b	636	292	261	0,97 $\pm$ 0,08
c	594	273	216	1,10 $\pm$ 0,08
d	98	155	170	- 0,65 $\pm$ 0,1

tableau n° 3

Notons aux trois énergies le même pourcentage de la section efficace totale intervenant pour les canaux définis par la sélection -a-.

Les sections efficaces du tableau 3, pour les trois sélections a, b et c décroissent lentement avec l'énergie $N \simeq 1$. Pour la sélection -d- σ augmente avec l'énergie plus vite que l'augmentation de l'espace de phase ne le laisse attendre ; du fait de la complexité de cette sélection, nous devons être prudents quant à l'interprétation de la valeur de N, cependant, nous pouvons dire que cette sélection met en évidence un mécanisme d'un type différent de celui observé pour les productions dipioniques.

Ainsi nous avons montré qu'une partie de la bosse aux basses masses $p\,\pi^-$ ne peut être expliquée uniquement par des Δ et des N* et que celle-ci est produite périphériquement.

B/. ANALYSE DU CANAL $\pi^+ n \rightarrow p\ \pi^+\pi^-$ DANS L'ESPACE DE PHASE LONGITUDINAL

a - Etude de l'espace de phase

Les diagrammes de p_T en fonction de $p_{//}$ pour chacune des particules (fig. 3a,b,c) montrent que p_T est limité à de faibles valeurs comparées aux valeurs de $|p_{//}|$ ($p_T < 1$ Gev, pour la quasi totalité des particules). Ci-dessous, nous donnons le pourcentage, pour chaque particule, d'événements ayant $p_T > |p_{//}|$:

- pour le proton 2 %
- pour le π^+ 12 %
- pour le π^- 48 %

Nous remarquons que parmi les 2 % de protons ayant $p_T > |p_{//}|$, plus de la moitié correspondent à des protons émis vers l'avant ($p_{//} > 0$). Le chiffre de 2 % montre le caractère périphérique de la réaction au vertex baryonique. De plus le diagramme montre le rôle négligeable (s'il y en a) d'échange de baryon pour ce canal, confirmant les conclusions du chapitre A au sujet du spectre de masse $p\pi^+$. Ainsi, comme pour les réactions produites sans échange de charge, nous pouvons conclure que dans le cas de réactions avec échange de charge pour le nucléon, celui-ci à tendance à garder (dans le référentiel du système du centre de masse) la même direction (et le même sens) de propagation entre les états final et initial.

De même, pour les π^+, la grande majorité d'entre eux sont émis vers l'avant à l'exception d'un excès d'événements ayant $p_{//} \simeq 0$ (11 % des π^+ sont dans ce cas). Evidemment le pourcentage obtenu ci-dessus de 12 % provient essentiellement des événements à faible valeur de $|p_{//}|$. Nous remarquerons plus tard que ces événements sont situés dans une des régions de l'E.P.L. pour lesquelles il y a possibilité de production de résonance bosonique.

Sur les figures 3 b_c on remarque que les événements ne sont pas tous situés dans le même voisinage de $p_{//}$, comme c'est le cas pour le proton. Qualitativement, on explique ce fait par la production de résonances (Réf.42)

Le spectre de $p_{//}$ pour les π^- présente une forte accumulation au voisinage de $p_{//} \simeq 0$, ce qui explique le chiffre ci-dessus de 48 %. Ce résultat n'est pas en contradiction avec l'hypothèse p_T limité ; en effet il n'est pas interdit dans l'E.P.L. d'avoir des événements pour lesquels une particule à $p_{//} \simeq 0$: la forme du spectre de p_T (voir p.III.34) variant peu, il est possible d'avoir un pourcentage de particules pour lesquelles $p_T \rangle |p_{//}|$, ce fait met alors en évidence l'absence de corrélations fortes entre p_T et $p_{//}$ comme pourrait le laisser entendre une interprétation trop sévère de l'hypothèse $p_T \gg |p_{//}|$. En fait, ce que nous devons vérifier, c'est qu'en " moyenne " pour chaque événement à notre énergie, $p_T \ll |p_{//}|$; ce qui, à haute énergie, est une manière d'écrire que p_T est limité. Pour cela, nous avons calculé la quantité γ (voir la définition annexe C) qui nous semble être une meilleure estimation du caractère " longitudinal " d'un événement.

La figure III.d montre la distribution de γ. Nous remarquons que les valeurs de γ sont comprises entre 0,7 et 0,97. La forme du spectre de γ est continue, piquée vers la valeur de $\gamma \simeq 0,9$ et ne présente pas de gibbosité particulière par rapport à l'allure générale du spectre. Ainsi nous pensons qu'il est justifié, pour ce canal, à notre énergie, d'employer des variables définissant l'E.P.L. Nous avons consigné dans le tableau 4 les valeurs moyennes de γ, $\langle \gamma \rangle$ et les racines carrées des écarts quadratiques moyens, σ_γ, aux 3 énergies dont nous disposons.

Impulsion du π^+ incident en Gev	5,1	9	11,7
$\langle \gamma \rangle$	0,83	0,90	0,92
σ_γ	0,09	0,054	0,05

tableau 4

Les résultats du tableau 4 montrent que, lorsque l'énergie augmente, la valeur la plus probable du spectre de γ se rapproche de 1 et la largeur de la distribution diminue. Ainsi on peut considérer que l'approximation de l'E.P.L. est d'autant mieux vérifiée que l'énergie de la particule incidente est grande, à multiplicité constante. Mais nous remarquons aussi qu'à 11,7 Gev nous ne sommes pas encore proche de la limite " asymptotique " (cas où tous les p_T peuvent être considérés nuls, soit $\gamma = 1$)

Ces résultats permettent de conclure, en ce qui nous concerne, à multiplicité fixée, que même si les valeurs moyennes de p_T augmentent avec l'énergie, elles augmentent certainement moins rapidement que les valeurs de $|p_{//}|$ dans le domaine des énergies intermédiaires. Très peu d'événements (quelques pourcents au maximum) ont des valeurs de p_T supérieures à 1 Gev. Le fait que l'on observe de grandes valeurs de p_T dans notre expérience montre qu'un tel phénomène observé auprès des I.S.R. (réf.34) n'est pas, contrairement à ce que laisse entendre de nombreux articles, caractéristique des énergies très grandes.

Pour la suite de l'analyse de ce canal, nous utiliserons la méthode de l'E.P.L. et repèrerons un événement par la valeur ω de l'angle de Van-Hove et le paramètre γ.

b - Distribution des événements dans l'E.P.L.

Comme nous l'avons justifié précédemment, nous pouvons étudier ce canal dans l'E.P.L., nous utiliserons l'angle ω défini dans l'annexe C et choisissons les axes comme définis sur la figure 1 de l'annexe C.

La distribution de l'angle ω (figure 4 a) montre une forte accumulation, 67 % des événements, pour les valeurs de ω comprises entre 30 et 120° et une forte accumulation, 13 % des événements, pour $170° \leqslant \omega \leqslant 185°$. Dans la région $30° \leqslant \omega \leqslant 120°$ on peut, peut-être, distinguer deux structures l'une pour $50° \leqslant \omega \leqslant 65°$ et l'autre pour $100° \leqslant \omega \leqslant 120°$.

La distribution de l'angle ω pondérée par le poids d'espace de phase correspondant à l'expression donnée dans l'annexe C (fig. 4-b) montre directement les valeurs de ω pour lesquelles l'élément de la matrice décrivant la transition $\pi^+ n \to p \pi^+ \pi^-$ prend de grandes valeurs. Remarquons par rapport à la distribution non pondérée la forte diminution du pic compris dans l'intervalle (170° - 185°), montrant ainsi que les mécanismes de production sont les plus importants dans la région $30° \lesssim \omega \lesssim 120°$.

L'étude des spectres de masse, des systèmes $p \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ montre qu'il y a de fortes corrélations entre ces masses et ω. Sur les figures 5b - e sont représentées les masses et les moments transférés pour différentes valeurs de p_T en fonction de ω donnant ainsi les limites cinématiques.

Comme nous nous y attendons, à l'aide des figures 5b - e dans le spectre de masse $\pi^+ \pi^-$ on observe :

- une production de f° à partir de $\omega \simeq 90°$ jusqu'à $\omega \simeq 120°$

- une production significative de $\rho°$ pour $105° \lesssim \omega \lesssim 145°$

- pour les valeurs de $\omega \simeq 150°$ ($p_{//+} \simeq p_{//-}$) il n'y a pas de production significative de résonance mésonique.

- Les régions pour lesquelles on observe du $\rho°$ et du f° semblent symétriques par rapport à $\omega \simeq 150°$, par contre, nous observons des intensités semblables de f dans les secteurs de ω symétriques par rapport à 150°, tandis que nous observons plus de $\rho°$ produits pour $\omega < 150°$ que pour $\omega > 150°$, cette constatation est en accord avec les analyses angulaires de désintégration du f et du ρ qui présentent une symétrie avant-arrière pour le f et une asymétrie avant-arrière pour le $\rho°$ (réf.41)

Dans le spectre de masse $p \pi^-$ on observe :

- Pour les valeurs de $\omega \lesssim 80°$ une forte accumulation dans le game 1 - 1,6 Gev qui correspond à la production

d'isobares Δ (1236) et N* (1470)

- Pour $100° \lesssim \omega \lesssim 120°$ il y a seulement production d'isobare N* (1680) cette production est très nette sur un fond de 40 %, ce qui est une condition très avantageuse pour étudier cette résonance apparaissant faiblement sur le spectre de masse global.

- Pour les valeurs de $\omega \gtrsim 120°$ on atteint le spectre des grandes masses $p\,\pi^-$ qui ne semble pas faire apparaître de structure particulière.

Nous remarquons que les événements pour lesquels $90° \lesssim \omega \lesssim 120°$ correspondent à des productions) quasi deux corps pouvant être en interférence (Δ - ρ par exemple) tandis que pour $\omega \gtrsim 150°$, il n'y a pratiquement production que d'états mésoniques, et pour $\omega \lesssim 90°$, il n'y a pratiquement production que d'états baryoniques, ceci montre que la variable ω ne permet pas de distinguer les isobares des résonances mésoniques dans la région d'interférence.

Cette analyse montre que l'emploi de la variable ω permet de comprendre les spectres de masse et de retrouver les résultats connus par les analyses traditionnelles.

L'étude de la variation de $\gamma = R/R_{max}$ en fonction de ω montre que pour $170° \lesssim \omega \lesssim 185°$ les valeurs de γ sont petites, tandis que dans la région $80° \lesssim \omega \lesssim 120°$, γ prend les valeurs les plus grandes $\langle \gamma \rangle \simeq 0{,}95$, cette dernière région de ω correspond à des productions périphériques. Si l'on regarde la variation de γ aux deux plus faibles énergies, on observe le même phénomène, mais les valeurs de γ sont plus petites. Ces faits sont bien visualisés sur la figure 7 où nous montrons γ en fonction de ω à 5,1 et 11,7 Gev/c.

Nous avons étudié la variation de la section efficace, par intervalle de valeurs de ω, en fonction de l'énergie en utilisant les données de 5,1 - 9 et 11,7 Gev. Pour cela nous avons pris pour guide l'expression (5) empirique de Morrison précédemment introduite.

N a été déterminé par ajustement des données expérimentales, les résultats sont consignés dans le tableau 5.

ω en degrés	N
< 70	$0,40^{+\ 0,07}_{-\ 0,07}$
70 - 85	$0,29^{+\ 0,09}_{-\ 0,09}$
85 - 100	$0,84^{+\ 0,07}_{-\ 0,07}$
100 - 115	$1,23^{+\ 0,07}_{-\ 0,07}$
115 - 130	$1,64^{+\ 0,09}_{-\ 0,08}$
130 - 145	$1,54^{+\ 0,11}_{-\ 0,10}$
145 - 160	$1,49^{+\ 0,12}_{-\ 0,11}$
160 - 175	$1,43^{+\ 0,10}_{-\ 0,10}$
175 - 190	$1,87^{+\ 0,07}_{-\ 0,07}$
> 190	-

T a b l e a u 5

Nous remarquons que $\frac{d\sigma}{d\omega}$ varie très lentement en fonction de l'énergie dans l'intervalle $30° \lesssim \omega \lesssim 85°$. Nous reportant aux résultats connus (réf.38), ceci nous permet d'envisager cette région de l'E.P.L. comme étant le siège d'un processus diffractif. La région $100° \lesssim \omega \lesssim 190°$ est certainement dominée par des processus du type O.P.E. (échange d'un méson non étrange). Nous ne trouvons pas de valeurs grandes pour N, ce qui encore est une confirmation de la faible contribution de processus à échange baryonique entre autres.

Nous avons étudié les distributions de transfert en utilisant l'expression (6). L'examen de la variation de la pente B des distributions $t'_1 = t'\ (\pi_{inc} \rightarrow \pi^+)$ et $t'_2 = t'\ (\pi_{inc} \rightarrow \pi^+\ \pi^-)$ aux 3 énergies en fonction de ω, fig.6 montre que :

i - Les valeurs de B semblent ne pas varier en fonction de l'énergie pour t'_1, tandis que pour t'_2 B semble croître légèrement en fonction de l'énergie.

ii - Pour t'_1 les valeurs de $B \simeq 6\ Gev^{-2}$ tant que $\omega \lesssim 110°$ puis B décroît quand ω croît.

iii - pour t'_2 les valeurs de B sont maximum, $B \simeq 9\ Gev^{-2}$ pour $\omega \simeq 100°$

Ces résultats montrent que pour les régions de l'E.P.L. pour lesquelles le p et le π^- ou le π^+ et le π^- sont groupés, les distributions correspondantes des moments transférés sont les plus périphériques. Ou, dit autrement, les groupements de particules (résonance ou non) favorisent les faibles moments transférés.

c - Etude de l'impulsion transverse - p_T

Les projections sur l'axe perpendiculaire à $p_{//}$ des diagrammes de Peyrou donnés sur les figures 3a-c montrent bien que p_T est limité quelle que soit la particule considérée de l'état final. De nombreuses paramétrisations correspondant à différents modèles ont été proposées et sont discutées dans la référence 4. Il semble cependant qu'étant données les précisions expérimentales la plupart de ces expressions se ramènent à une formule de la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \left(\frac{p_T}{p_o}\right)^{\alpha} e^{-\beta p_T} \qquad (10)$$

dans laquelle $p_o = 1$ Gev et α et β sont des constantes à déterminer. Comme nous le verrons plus loin les données expérimentales s'accordent bien avec une telle expression, notamment la

valeur $p_T = 0$ n'est pas atteinte. Nous remarquons que la forme de la distribution donnée par l'expression ci-dessus :

i - ne permet pas d'obtenir des valeurs de $p_T = 0$

ii - les paramètres α et β sont liés du fait que les distributions expérimentales passent par un maximum pour une valeur égale à p_T^{prob}, la relation étant $p_T^{prob} = \frac{\alpha}{\beta}$. Nous ajusterons nos données expérimentales à l'aide de l'expression donnée ci-dessus, et nous discuterons les valeurs de variables α et p_T^{prob}.

Dans les tableaux 6 a - b, nous avons porté pour chacune des trois particules p, π^+ et π^- à 5,1 et 11,7 Gev les valeurs de α et p_T^{prob} en fonction de ω.

i - pour les trois particules les valeurs de α sont semblables aux deux énergies.

ii - pour le proton les valeurs de α varient lentement en fonction de ω et sont comprises entre 1,6 et 3,2

iii - le domaine de variation de α en fonction de ω est plus petit pour le π^+ et plus grand pour le π^-

iv - la position du maximum p_T^{prob} varie dans le même sens pour les trois particules en fonction de ω, cependant les variations pour le proton sont plus faibles que celles des π

v - p_T^{prob} est plus grand pour $\omega \simeq 170°$ et est petit pour $\omega \lesssim 100°$

vi - Il semble que pour les π, p_T^{prob} augmente avec l'énergie tandis que pour le proton p_T^{prob} décroît.

Une autre manière de tirer de l'information des p_T est d'étudier les valeurs moyennes des distributions de p_T. Nous donnons dans les tableaux 7 a -b les variations de $\langle p_T \rangle$ pour chacune des 3 particules, aux deux énergies en fonction de ω :

i - pour le proton, les valeurs de $\langle p_T \rangle$ sont les mêmes aux deux énergies, ce qui n'est pas le cas pour les pions. La valeur $\langle p_T \rangle$ du proton est inférieure à celle correspondante pour les pions.

Valeurs de α en fonction de ω
aux énergies de 5,1 et 11,7 Gev

ω	p		π^+		π^-	
	5,1	11,7	5,1	11,7	5,1	11,7
$<$ 70	1,87 ± 0,20	1,99 ± 0,20	1,86 ± 0,21	1,67 ± 0,17	2,54 ± 0,21	2,17 ± 0,21
— 85	1,51 ± 0,21	1,58 ± 0,21	2,03 ± 0,23	1,86 ± 0,25	2,07 ± 0,22	3,05 ± 0,28
— 100	1,43 ± 0,14	1,72 ± 0,23	1,83 ± 0,19	2,09 ± 0,32	2,20 ± 0,20	3,28 ± 0,47
— 115	2,51 ± 0,15	2,20 ± 0,24	2,11 ± 0,18	1,78 ± 0,31	1,85 ± 0,12	1,75 ± 0,31
— 130	3,76 ± 0,20	2,71 ± 0,32	2,46 ± 0,21	2,64 ± 0,57	6,68 ± 0,50	3,60 ± 0,66
— 145	2,42 ± 0,21	3,28 ± 0,55	2,98 ± 0,33	1,07 ± 0,32	8,74 ± 0,85	5,80 ± 1,60
— 160	1,84 ± 0,23	1,13 ± 0,21	4,22 ± 0,41	1,94 ± 0,46	10,30 ± 1,10	3,70 ± 1,10
— 175	1,99 ± 0,18	1,66 ± 0,36	4,20 ± 0,45	2,57 ± 0,70	2,64 ± 0,30	2,68 ± 0,62
$>$ 175	1,68 ± 0,11	2,58 ± 0,30	2,21 ± 0,13	2,27 ± 0,32	2,36 ± 0,15	2,38 ± 0,37

Tableau 6-a

Valeurs de p_T^{prob} exprimée en Mev, en fonction de ω,

aux énergies de 5,1 et 11,7 Gev

ω	p		π^+		π^-	
	5,1	11,7	5,1	11,7	5,1	11,7
$\langle$ 70	234	275	211	245	241	253
70 — 85	203	198	225	224	229	299
85 — 100	171	166	214	236	209	286
100 — 115	214	192	213	216	177	182
115 — 130	230	214	270	271	291	276
130 — 145	204	211	300	305	373	375
145 — 160	228	210	364	390	440	462
160 — 175	258	230	364	460	325	496
$\rangle$ 175	185	189	210	220	236	233

Tableau 6-b

ii - Les variations de $\langle p_T \rangle$ en fonction de ω pour les 3 particules évoluent dans le même sens

iii - C'est dans la région $120° \lesssim \omega \lesssim 180°$ que $\langle p_T \rangle$ pour les 3 particules, aux 3 énergies, sont les plus grandes.

Nous avons recherché des corrélations entre les p_T du proton et des pions. Les valeurs correspondant au proton semblant varier lentement en fonction de ω et très peu en fonction de l'énergie d'une part et les deux pions par certains aspects ayant des comportements similaires d'autre part , nous avons pris dans le plan perpendiculaire à la particule incidente l'axe des x suivant la direction du proton, et avons étudié les valeurs moyennes $\langle p_{Tx} \rangle$, $\langle p_{Ty} \rangle$ et les écarts types Δp_{Tx} et Δp_{Ty} des deux pions en fonction des valeurs p_T du proton, figure 8.

i - $\langle p_{Tx} \rangle$ pour les deux pions, croît linéairement avec p_T du proton et a toujours des valeurs négatives. On peut écrire à une bonne approximation $\langle p_{Tx} \rangle = -a\, p$ (11) où p est l'impulsion du proton et a prend des valeurs voisines de 0,5, que ce soit pour le π^+ ou le π^- à 5,1 et à 11,7 Gev

ii - Comme nous nous y attendons, pour les deux pions, $\langle p_{Ty} \rangle$ est quasiment nul quelle que soit la valeur de p_T du proton

iii - Définissons $\sigma_{x(y)} = \Delta p_{Tx(y)} / \sqrt{N}$ où N est le nombre d'événements pris en compte pour le calcul des valeurs moyennes. Pour les deux pions les valeurs de σ_x et σ_y sont sensiblement égales et voisines de 0,3 Gev, toutefois semblant plus faibles à 5,1 Gev qu'à 11,7 Gev.

Nous remarquons un comportement différent de p_T selon les valeurs de ω ; comme l'ont fait remarquer Berger et al. (réf.42), l'influence des résonances ne peut être oubliée (ceci se voit bien sur les diagrammes de Peyrou). Cependant nous retenons que les valeurs de p_T sont plus faibles dans la région des faibles masses $p\,\pi^-$.

On peut penser que la région des faibles masses $p\,\pi^-$ (petites valeurs de ω) est produite selon un processus diffractif. Nous avons cherché s'il y a conservation de l'hélicité

ω		p		π^+		π^-	
		⟨p⟩	Δp	⟨p⟩	Δp	⟨p⟩	Δp
Total	p_T	0,336	0,216	0,399	0,243	0,401	0,225
	p_{Tx}			-0,157	0,327	-0,179	0,304
	p_{Ty}			-0,005	0,295		
⟨ 60		0,437	0,241	0,422	0,260	0,374	0,211
				-0,254	0,328	-0,183	0,277
				-0,008	0,271		
60 — 75		0,379	0,231	0,361	0,243	0,375	0,191
				-0,169	0,306	-0,210	0,256
				-0,015	0,260		
75 — 90		0,314	0,207	0,383	0,238	0,389	0,189
				-0,143	0,316	-0,171	0,272
				0,017	0,288		
90 — 105		0,289	0,185	0,352	0,212	0,361	0,184
				-0,141	0,291	-0,148	0,279
				-0,018	0,253		
105 — 120		0,301	0,171	0,358	0,210	0,322	0,218
				-0,159	0,302	-0,141	0,275
				0,004	0,235		
120 — 135		0,309	0,200	0,426	0,239	0,424	0,217
				-0,176	0,320	-0,134	0,320
				0,018	0,325		
135 — 150		0,328	0,196	0,511	0,245	0,538	0,228
				-0,119	0,382	-0,208	0,369
				-0,054	0,398		
⟩ 150		0,356	0,221	0,564	0,282	0,607	0,270
				-0,098	0,461	-0,258	0,446
				-0,061	0,415		

Tableau 7-a

ω		p ⟨p⟩	Δp	⟨p⟩	Δp	⟨p⟩	Δp
Total	p_T	0,316	0,184	0,355	0,196	0,349	0,183
	p_{Tx}			-0,163	0,276	-0,153	0,265
	p_{Ty}			0,002	0,248		
⟨ 60		0,366	0,180	0,351	0,216	0,345	0,193
				-0,189	0,277	-0,176	0,261
				0,017	0,238		
60 — 75		0,336	0,192	0,334	0,217	0,358	0,190
				-0,136	0,290	-0,200	0,260
				-0,016	0,237		
75 — 90		0,304	0,189	0,329	0,192	0,310	0,175
				-0,150	0,280	-0,153	0,242
				-0,006	0,211		
90 — 105		0,302	0,180	0,338	0,194	0,305	0,180
				-0,172	0,259	-0,130	0,231
				0,004	0,235		
105 — 120		0,302	0,166	0,333	0,187	0,290	0,146
				-0,194	0,244	-0,108	0,213
				0,018	0,219		
120 — 135		0,303	0,171	0,376	0,191	0,364	0,149
				-0,184	0,279	-0,119	0,272
				0,013	0,257		
135 — 150		0,338	0,209	0,423	0,195	0,441	0,159
				-0,157	0,322	-0,182	0,312
				-0,021	0,296		
⟩ 150		0,353	0,200	0,454	0,204	0,461	0,175
				-0,176	0,343	-0,176	0,335
				0,002	0,316		

Tableau 7-b

dans un référentiel. Pour cela nous avons utilisé le test proposé par Cohen-Tannoudji et al. (réf.43). La distribution azimutale du π^- est piquée (est loin d'avoir une allure plate) que ce soit dans la voie s ou dans la voie t.

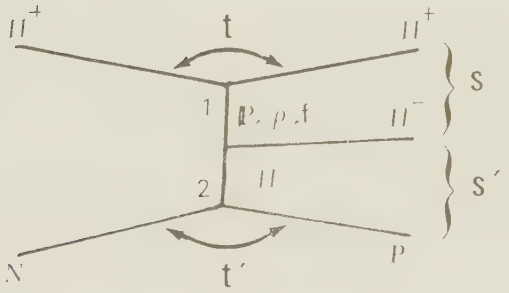
Le test que nous avons employé étant une condition nécessaire de conservation de l'hélicité, nous pouvons conclure que dans aucune des deux voies choisies il y a conservation de l'hélicité.

C/. MODELE A DEUX ECHANGES DE TRAJECTOIRES DE REGGE -

Nous cherchons à rendre compte, au moins qualitativement des effets produits aux basses masses $p\pi^-$ ou dans les régions de l'E.P.L. pour lesquelles l'angle ω est voisin de 80°. Pour cela, nous employons un modèle à double échange de trajectoires de Regge.

Le modèle

Considérons le graphe ci-dessous :



Au vertex 1, on peut échanger entre autre le poméron $\mathbb{P}$, le ρ et le f. Au vertex 2, nous ne considérons qu'un échange de π. Nous écrivons l'amplitude sous forme factorisée de deux amplitudes relatives aux vertex 1 et 2 :

$$A = A_1(s,t)\ A_2(s',t')$$

Nous écrivons A_1 comme la somme de l'échange de trajectoires du $\mathbb{P}$ et de celles, dégénérées d'échange, du ρ, $R(\rho)$, et du f, $R(f)$. Pour le ρ et le f, nous prenons la même trajectoire α_R

$$\alpha_R(t) = 0{,}5 + t$$

les deux trajectoires ont des signatures (ξ) opposées (positive pour le f, négative pour le ρ). $A_1(s,t)$ peut se mettre sous la forme :

$$A_1(s,t) = \mathbb{P} + R(f) - R(\rho)$$

Nous prenons la paramétrisation habituelle pour les termes R :

$$R \quad \frac{\pi\alpha(t)}{\sin \pi\alpha(t)} \quad \frac{1 + \xi\, e^{-i\pi\alpha(t)}}{\Gamma(1+\alpha(t))}$$

La contribution du poméron doit être purement imaginaire, nous la paramétrisons suivant l'expression

$$\mathbb{P} = -iG \; e^{A\frac{t}{2}} \; S^{\alpha_p(t)}$$

où G est la constante de couplage relative entre les deux amplitudes de Regge et celle du poméron, nous avons pris $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = 1 + 0{,}4\ t$. L'amplitude au vertex 2 se comporte comme

$$A_2(s',t') = \frac{\sqrt{-t'}}{\sin\left(\frac{\pi}{2}\alpha_\sigma(t')\right)} \; e^{\frac{i\pi}{2}\alpha_\pi(t')} \; S'^{\alpha_\pi(t')}$$

Le terme $\sqrt{-t'}$ a été sorti explicitement du résidu pour tenir compte du changement d'hélicité au vertex baryonique.

$$\alpha_\pi(t') = 0{,}02 + t'$$

Résultats obtenus

Pour le choix des paramètres, nous avons pris la valeur expérimentale $B = 6\ \text{Gev}^{-2}$ qui rend compte de nos résultats. En fait nous avons remarqué qu'il n'est pas nécessaire de connaître B avec une très grande précision, les grandeurs observées dépendent peu de la valeur de B. Par contre la variation de G a des effets importants. Nous avons pris G = 0,8 à 11,7 Gev alors qu'à 5,1 Gev nous avons pris G = 0,3.

Sur les figures 9, nous avons tracé les distributions de ω obtenues à l'aide de l'amplitude que nous venons de décrire. La figure 9- a montre la contribution du terme dû au poméron :

$$A_P = \mathbb{P} \times A_2$$

nous remarquons que la position du maximum est située au voisinage de $\omega = 80°$. La figure 9 - b donne la distribution correspondant aux termes de Regge :

$$A_R = (R(f) - R(\rho)) \times A_2$$

Le maximum de cette distribution est piqué vers $\omega = 110°$. A l'aide de ces deux spectres, nous remarquons que la région de $\omega = 80°$ est le siège des deux contributions à l'amplitude ($\mathbb{P}$ et $R(f)$, $R(\rho)$)° Remarquons que dans le spectre expérimental le maximum situé pour $\omega = 180°$ n'est pas reproduit par l'amplitude que nous avons cons-

truite, nous devons introduire la contribution d'autres graphes (échange de baryon), mais nous sortons du cadre que nous nous sommes fixés.

Le modèle à double échange de trajectoires de Regge rend compte, de façon satisfaisante, du spectre de ω pour $\omega < 110°$. Il confirme le fait que nous avons observé sur nos données que la contribution de processus diffractifs dont le maximum, à nos énergies, intervient dans la région de $\omega = 80°$ existe et que la contribution d'échange d'autres trajectoires n'est pas négligeable à 11,7 Gev.

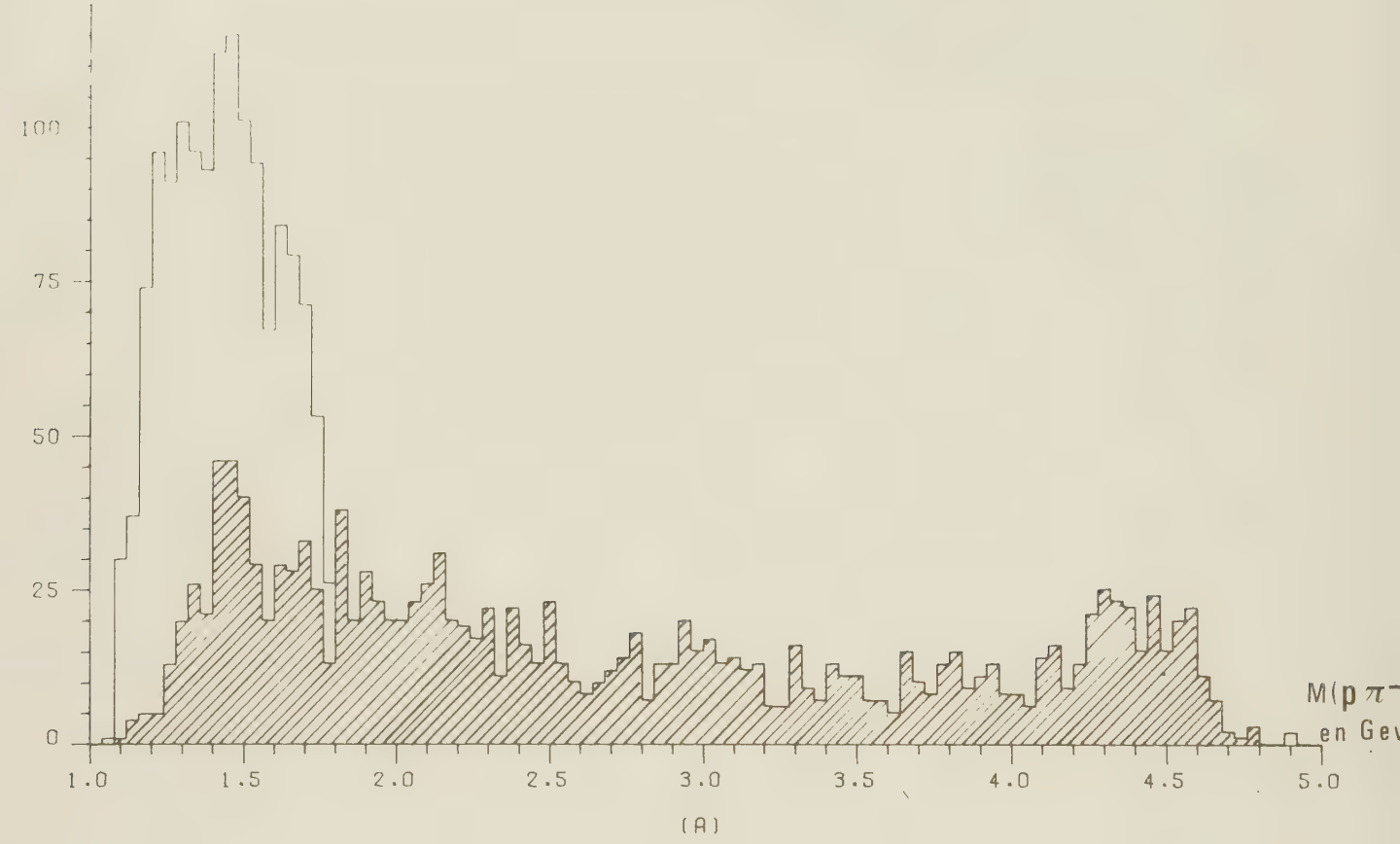
$$\pi^+ n \rightarrow p\,\pi^+\pi^-$$

á 11,7 Gev

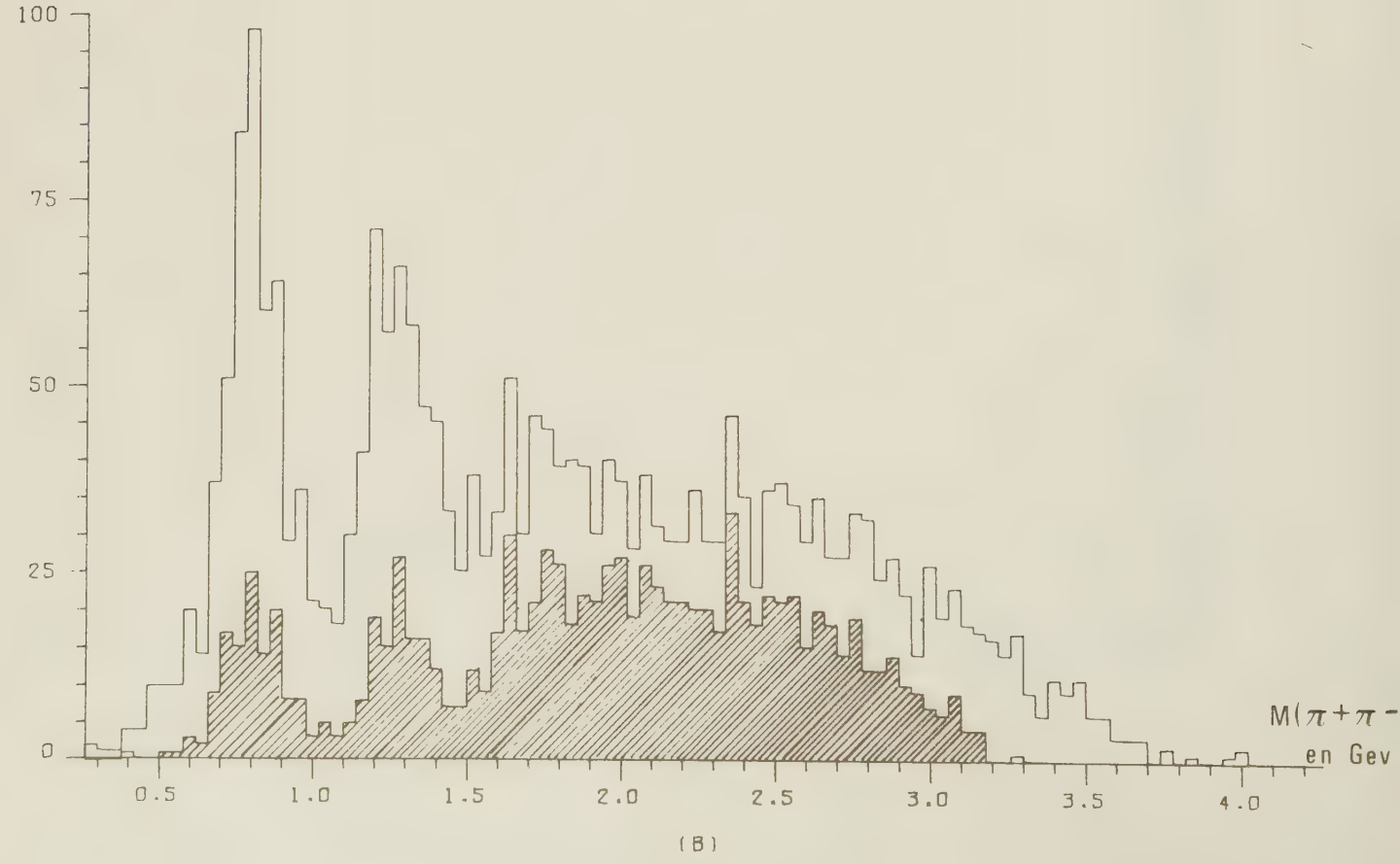
FIGURE 1

$\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

á 11,7 Gev

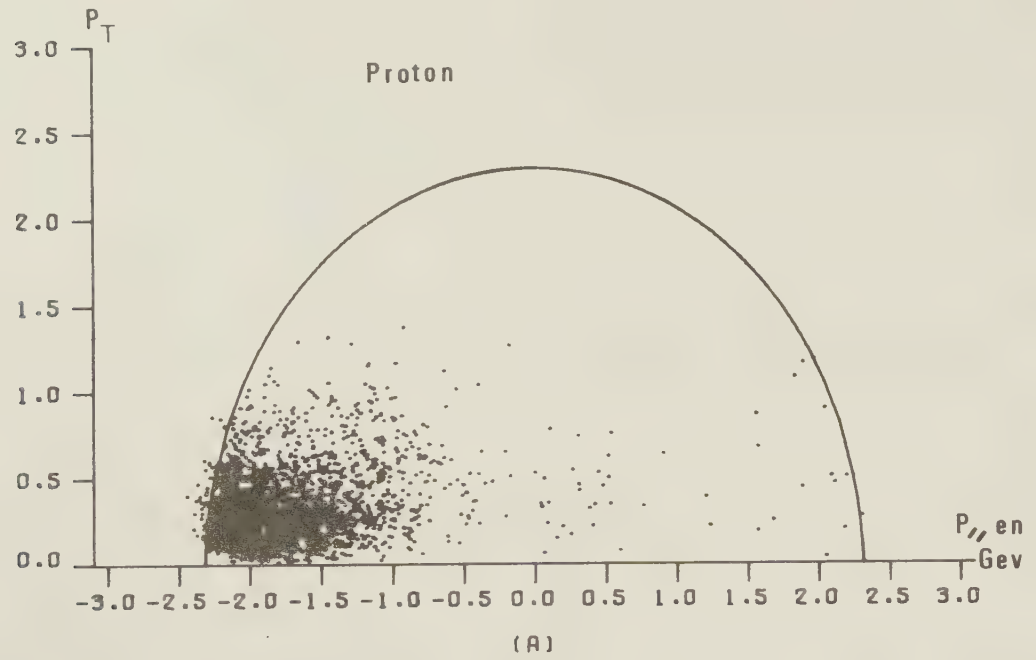


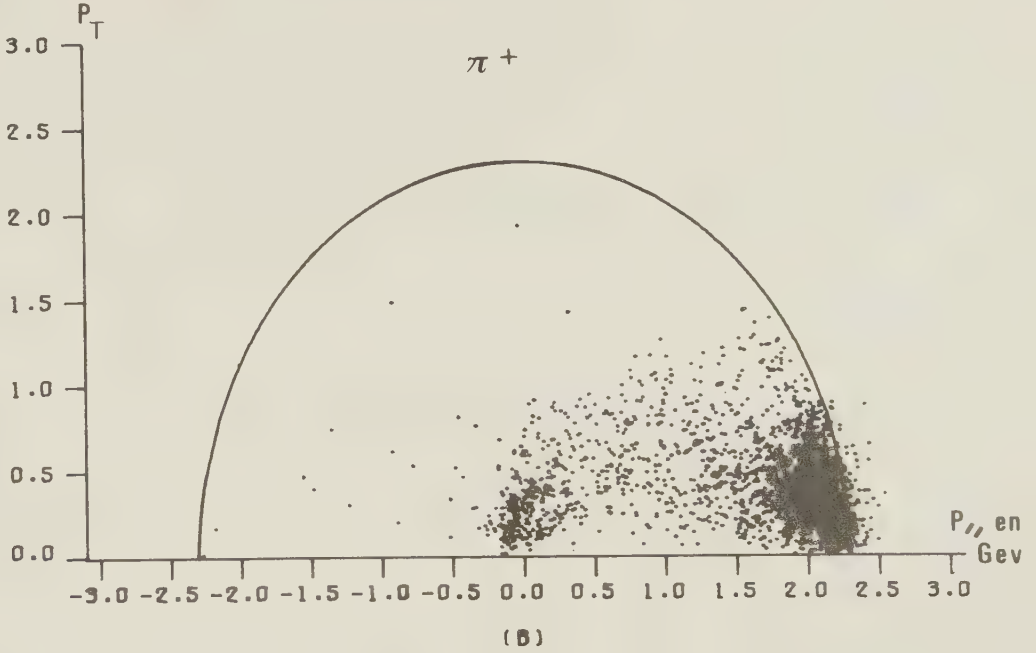
(A)

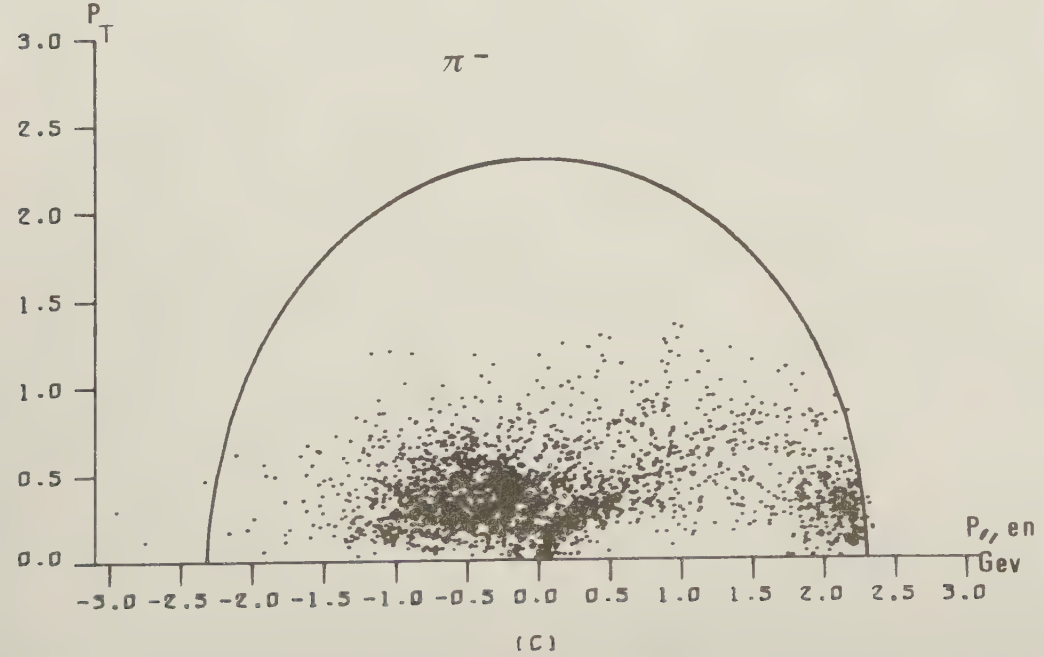


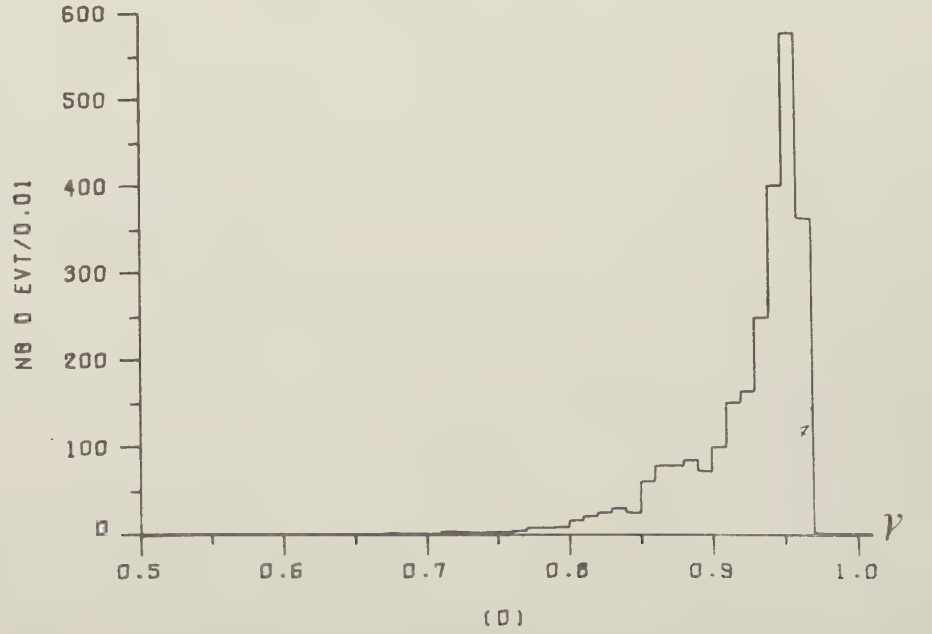
(B)

FIGURE 2


P_T
Proton
$P_{//}$ en Gev
(A)


P_T
π^+
$P_{//}$ en Gev
(B)


P_T
π^-
$P_{//}$ en Gev
(C)


NB D EVT/0.01
(D)

$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ à 11,7 GeV

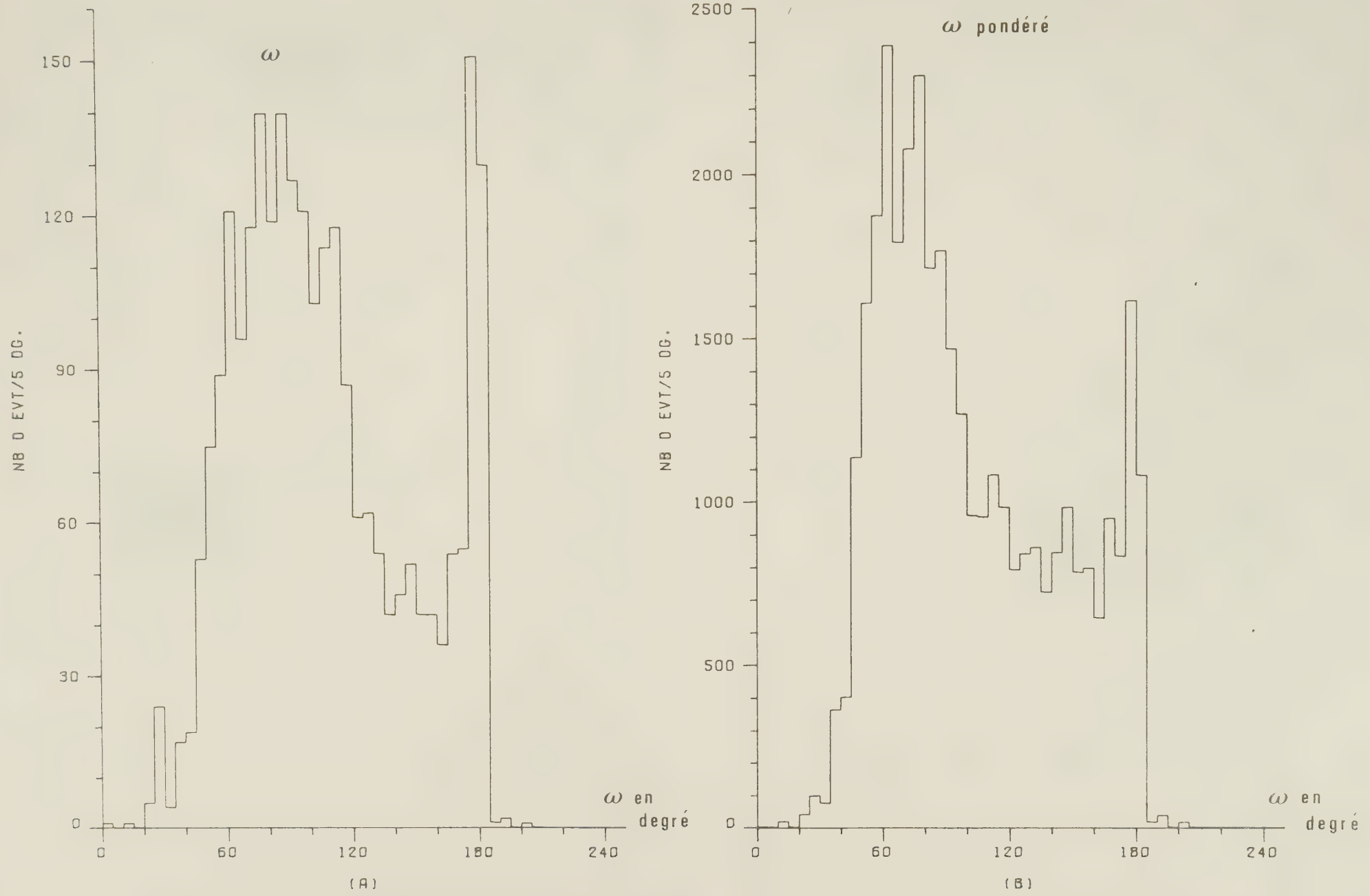
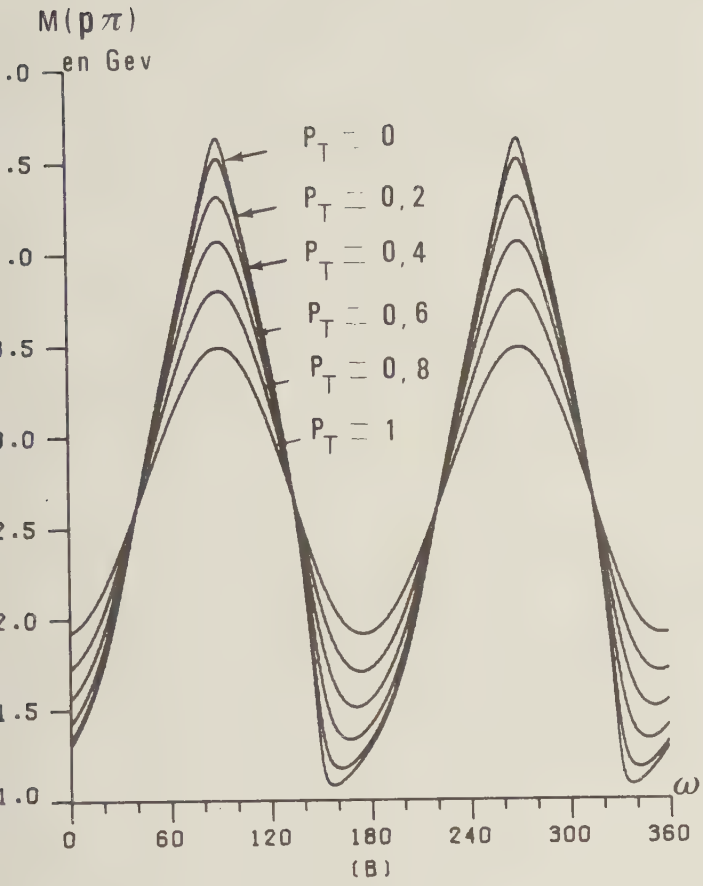


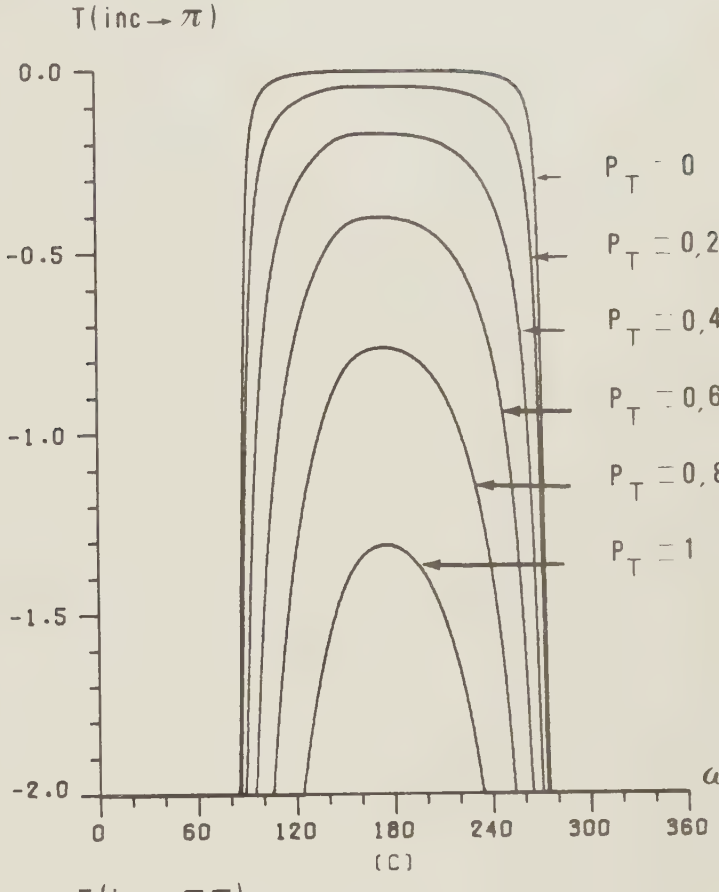
FIGURE 4

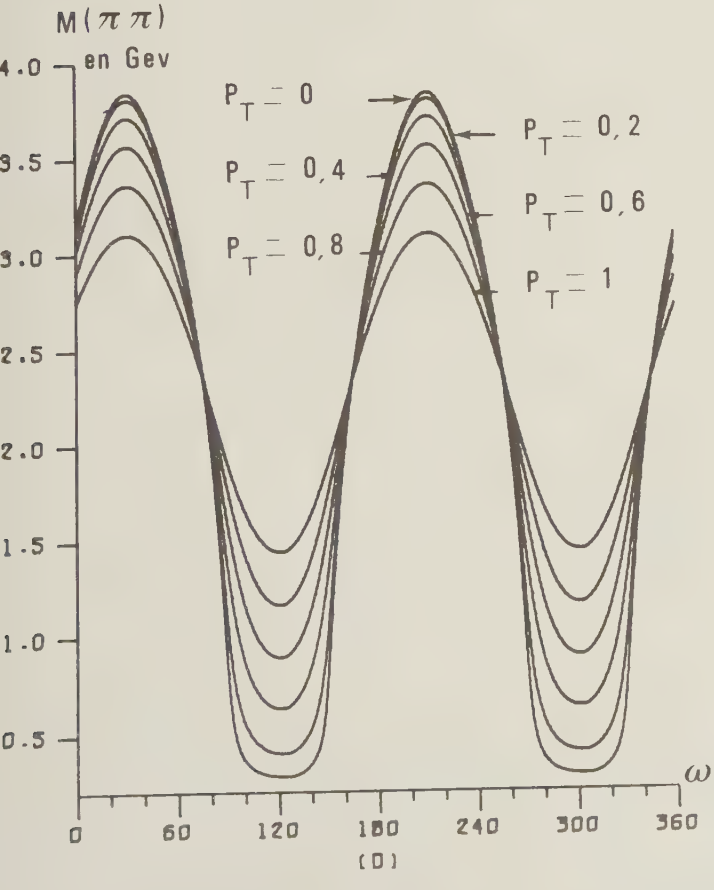
$\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

à 11,7 Gev

Pour ces figures, $\omega_{figure} = \omega_{texte} - 30°$







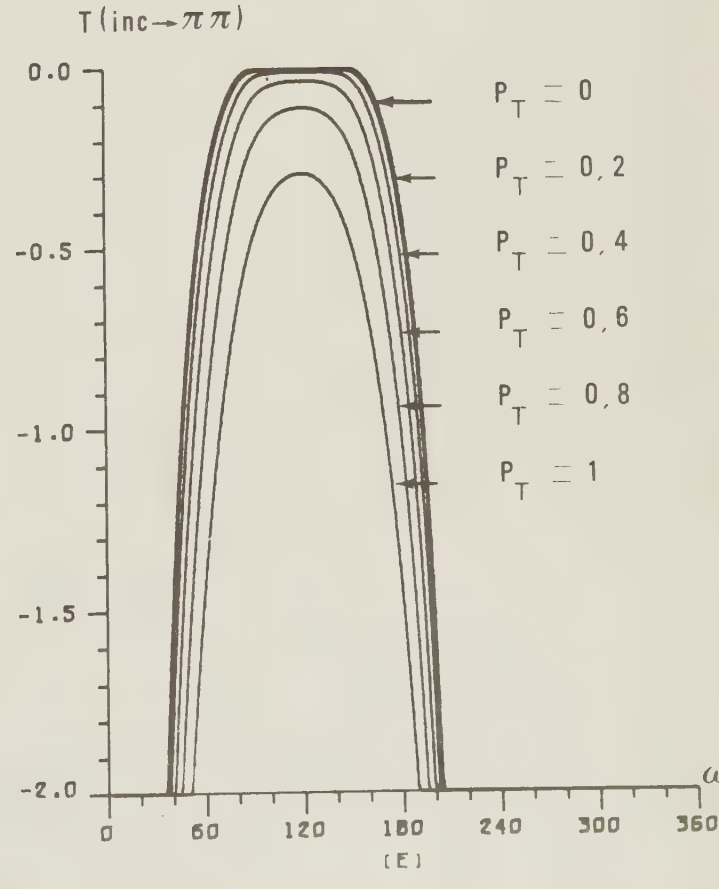


FIGURE 5

$$\pi^+ n \longrightarrow p \pi^+ \pi^-$$

á 11,7 Gev

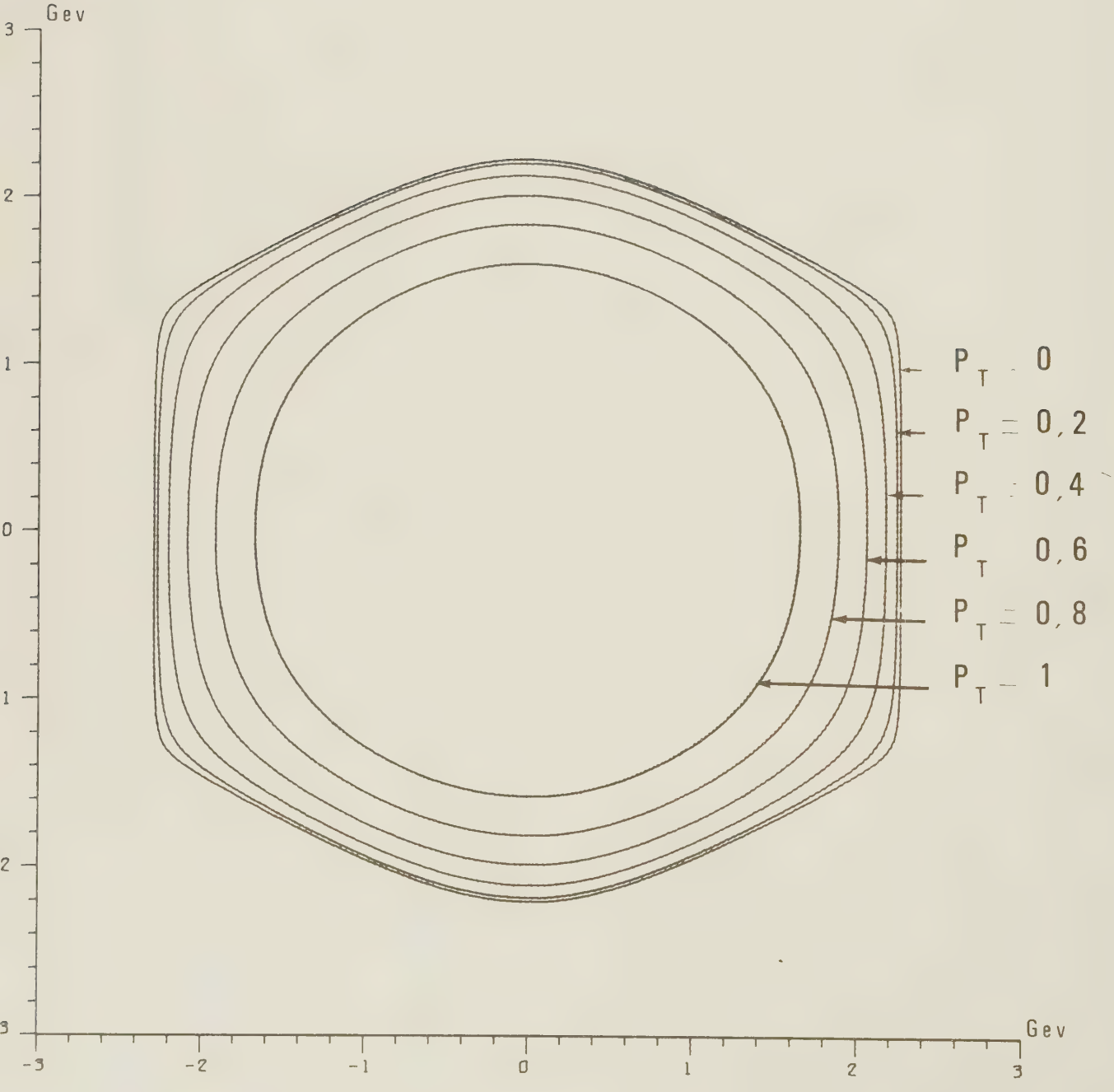
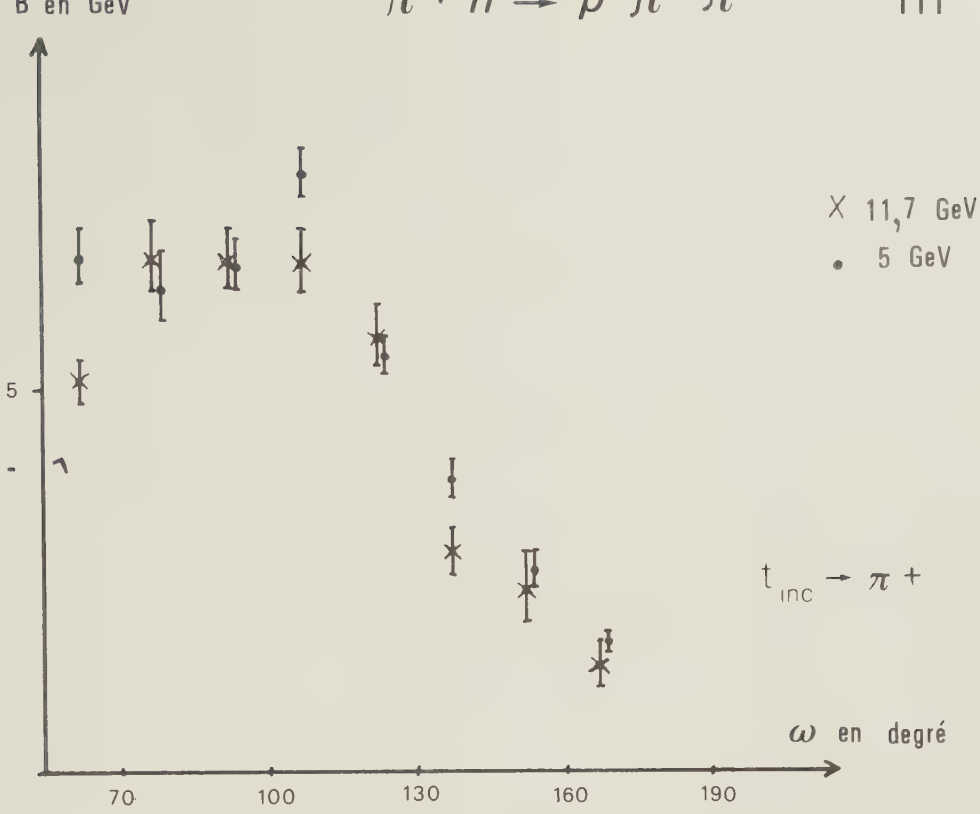
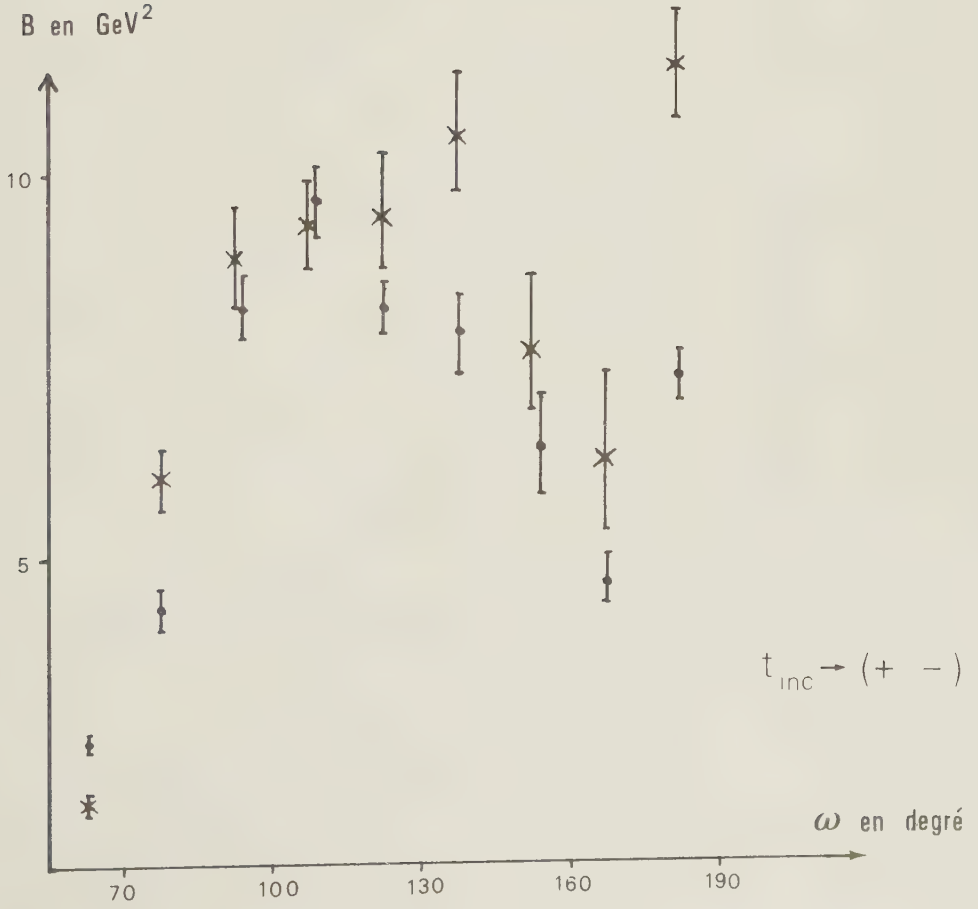


FIGURE 5A


B en GeV^2
X 11,7 GeV
• 5 GeV
5
$t_{inc} \rightarrow \pi^+$
ω en degré
70
100
130
160
190

(a)


B en GeV^2
10
5
$t_{inc} \rightarrow (+\ -)$
ω en degré
70
100
130
160
190

(b)

FIGURE 6

× 11,7 GeV
• 5 GeV
γ
0,9
0,8
0,7
70
100
130
160
190
ω en degré
$\gamma = R/R_{max}$

FIGURE 7

$p\ \pi^+\pi^-$

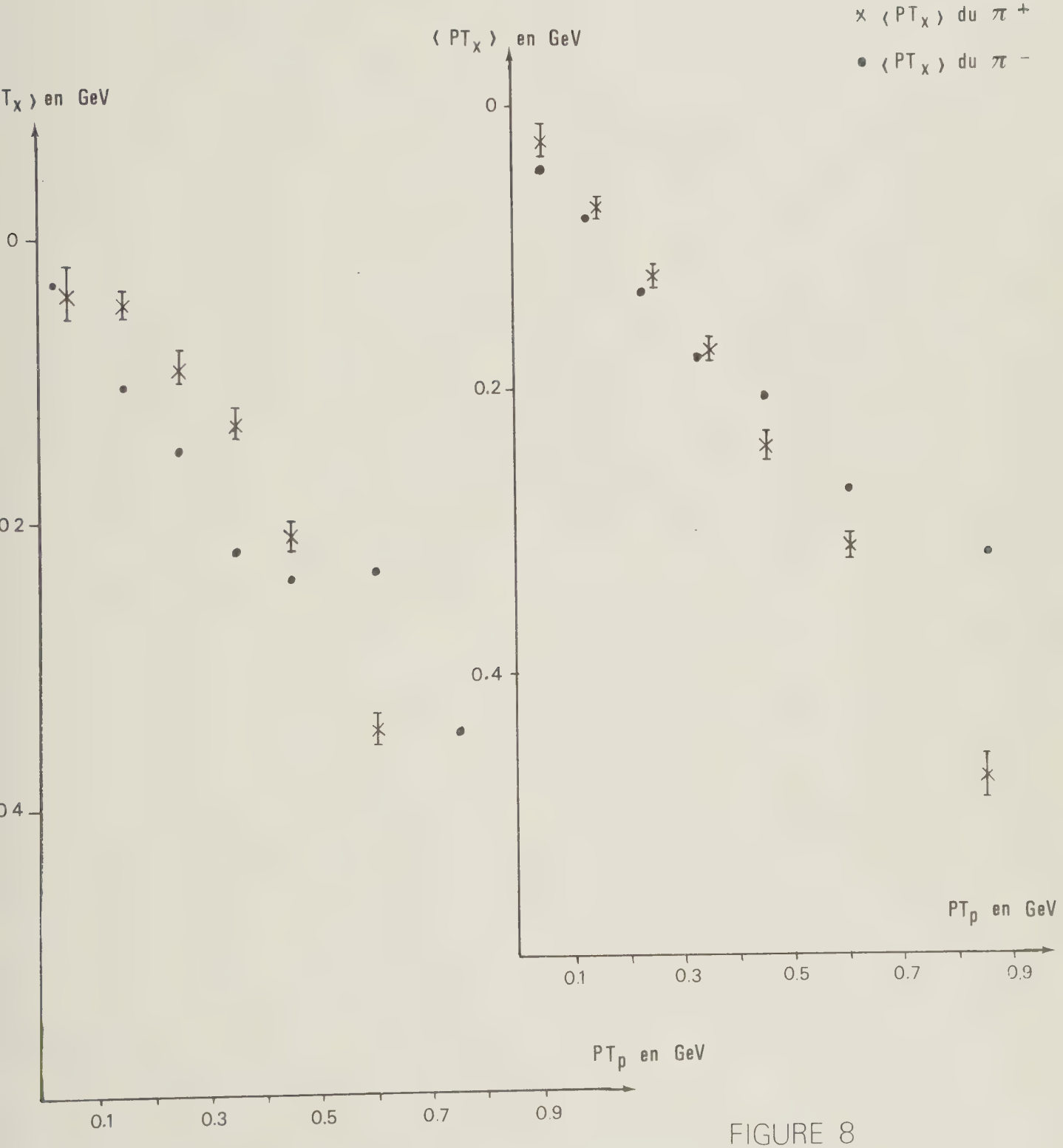


FIGURE 8

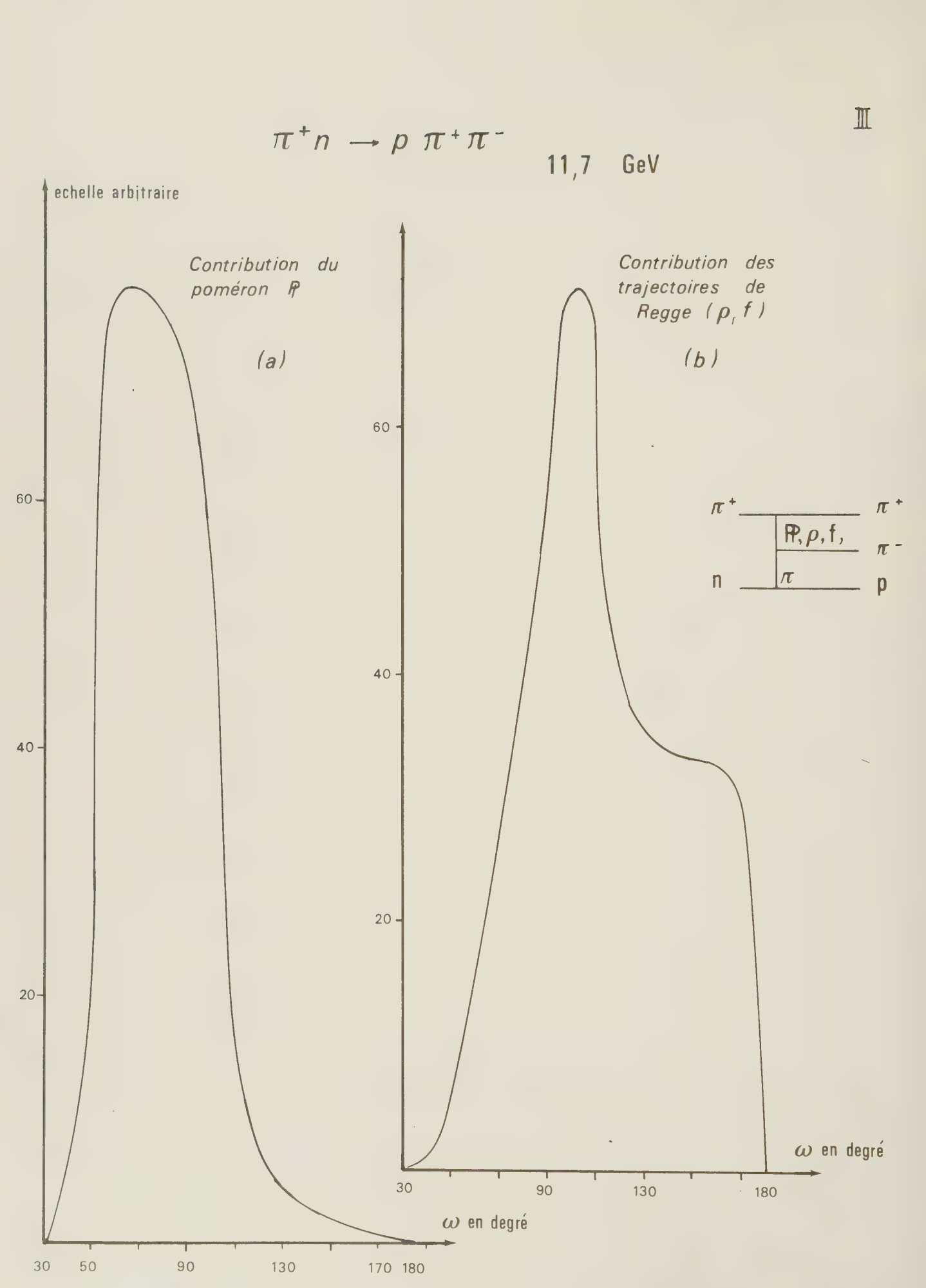

$\pi^+ n \rightarrow p\ \pi^+ \pi^-$
11,7 GeV
echelle arbitraire
Contribution du poméron P
(a)
Contribution des trajectoires de Regge (ρ, f)
(b)
60
40
20
30
50
90
130
170
180
ω en degré
60
40
20
30
90
130
180
ω en degré
π+
π+
P, ρ, f,
π-
n
π
p

FIGURE 9.

III - ETUDE DU CANAL $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$

Dans une première analyse, nous ne considérerons que les événements à quatre branches comme nous l'avons remarqué p. II.41. Nous utiliserons essentiellement les variables θ et φ et le paramètre γ (Annexe C) pour situer les événements dans l'E.P.L., nous pensons que ce choix de variables est préférable à celui des x_i pour décrire l'élément de matrice de la réaction étudiée. Nous montrerons que la notion de voisinage dans le plan $\theta - \varphi$ facilite la compréhension des spectres de masse et les distributions de transfert. Nous rechercherons des corrélations entre les variables longitudinales et transversales de l'impulsion des particules de l'état final. Nous comparerons nos données à celles obtenues à l'aide de π^+ incidents de 5,1 et 9 Gev. Les données seront confrontées avec les prévisions de modèles multipériphériques.

A) DESCRIPTION DES SYSTEMES MESONIQUES ET BARYONIQUES -

Les spectres de masses sont complexes à interpréter, à cela nous voyons deux raisons qui se conjuguent : la statistique insuffisante de notre lot de données et la présence, dans certaines voies, de nombreux états résonnants. Aussi, nous ne présenterons pas ce canal dans toute sa complexité mais tenterons de tirer une vue globale des traits saillants le décrivant.

SPECTRES BARYONIQUES

1 - Masse effective $p\,\pi^-$

Le spectre de masse fig. 1-a montre dans la région de masse inférieure à 1,36 Gev la présence de Δ° (1236) et une accumulation dans la région de masse comprise entre 1440 et 1640 Mev. La distribution de t' ($n \to p\,\pi^-$) dans ces deux régions de masse montre, en supposant pour la distribution une expression de la forme (6), que la valeur de B est plus grande dans la région de masse correspondant à la production du Δ° ($M(p\pi^-) < 1{,}36$ Gev) ; $B \simeq 6$ Gev^{-2} que dans celle comprise entre 1440 et 1640 Mev : $B \simeq 2{,}5$ Gev^{-2}, indiquant ainsi que le Δ° est produit à petits moments transférés.

Dans le tableau 1 nous comparons les valeurs de B aux trois énergies dont nous disposons pour des valeurs de t' comprises entre 0 et 0,5 Gev^{-2}. Nous remarquons que les basses masses du système $p\,\pi^-$ sont produites périphériquement et que cet effet a tendance à s'accentuer quand l'énergie disponible augmente, alors que dans la région de masse 1440 - 1640 Mev il n'y a pas d'effet notable sur la variation de B.

Le tableau 2, p. III.51 donne les valeurs de sections efficaces et la valeur du paramètre N de l'expression (5). Nous employons une expression telle que (5) bien qu'il ne s'agisse pas obligatoirement de production à deux ou quasi-deux corps, mais cette formule nous fournit une paramétrisation simple, qui est fréquemment employée dans ce domaine de physique, elle illustre le comportement de la section efficace en fonction de l'énergie de la particule incidente.

t' incidente au système	5,1 Gev	9 Gev	11,7 Gev
$\pi^+ \pi^o$, M $(\pi^+ \pi^o)$ ε ρ +	2,45	3,07	4,07
$\pi^+ \pi^o$, M $(p \pi^-)$ ε Δ^o	2,73	3,47	6,11
$\pi^+ \pi^-$, M $(\pi^+ \pi^o)$ ε ρ^o	4,25		3,21
$\pi^+ \pi^-$, M $(\pi^+ \pi^o)$ ε f	1,24	3,55	-
$\pi^+ \pi^-$, M $(p \pi^o)$ ε Δ^+	3,48	4,18	4,51
$\pi^+ \pi^- \pi^o$, pour tout le spectre de masse	1,84	2,73	3,53
$\pi^+ \pi^- \pi^o$, M$(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ 0,62 - 1,02	3,05	4,12	4,24
$\pi^+ \pi^- \pi^o$, M $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ 1,02 - 1,22	4,8	3,93	5,26
$\pi^+ \pi^- \pi^o$, M $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ 1,22 - 1,38	3,18	4,58	6,78
$\pi^+ \pi^- \pi^o$, M $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ 1,38 - 2	1,71	3,95	5,41
$\pi^+ \pi^- \pi^o$, M $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ 2 - 2,5	-	1,56	5,00
$\pi^+ \pi^o$, M $(\pi^+ \pi^o)$ ε ρ + et M $(p \pi^-)$ ε Δ^o			5,71

T a b l e a u 1

Les valeurs de N données correspondent à un décompte de tous les événements dans les bandes de masse. Du fait de la variation rapide de l'espace de phase dans cette région, nous n'avons pas pu déterminer seule la contribution des événements produisant la bosse de la résonance. Les valeurs obtenues N = 1,43 et N = 1,50 pour les 2 régions de masse sont les mêmes aux précisions de mesure près ; en terme de mécanisme d'échange on peut penser que dans ces 2 régions de masse c'est le terme d'échange de méson non étrange qui domine.

2 - Masse effective $p\pi^o$

La figure 1b montre l'allure du spectre de masse $p\pi^o$. Nous observons une forte accumulation dans la région de masse comprise entre 1200 et 1800 Mev, il est difficile d'y trouver les résonances connues. Comme le montre le tableau 1 la valeur du coefficient B de l'expression (6) pour le spectre de masse global est faible : $B \simeq 1$ Gev^{-2} ; cependant nous devons remarquer que pour les masses $p\pi^o$ inférieures à 1,56 Gev la valeur de la pente B est plus grande : $B \simeq 4,5$ Gev^{-2}, mais elle est tout de même plus faible que celle obtenue dans le même intervalle du spectre de masse $p\,\pi^-$. Le tableau 2 donne la valeur du coefficient N : N = 2,44 montrant ainsi que la section efficace décroît plus vite pour les basses masses $p\,\pi^o$ que pour la même région de masse du spectre $p\,\pi^-$.

3 - Masse effective $p\,\pi^+$

Nous ne montrons pas ce spectre de masse, car aucune bosse ou production de résonance n'est visible cependant nous remarquons une forte ressemblance entre ce spectre de masse et le spectre de masse $p\pi^o$. Dans le cadre d'un modèle à échange pour expliquer une éventuelle résonance dans un tel canal deux cas sont possibles :

- échange d'un baryon (ici le proton), hypothèse non acceptable pour notre réaction, car comme nous le montrerons plus loin, le proton est presque toujours produit vers l'arrière dans le système du centre de masse de la réaction.

- échange d'un boson ayant deux unités de charge : échange exotique. Jusqu'à présent il n'y a pas d'indication, dans les expérience de production ou de formation, d'un tel boson.

Ainsi, par la négative, le spectre de masse $p\,\pi^+$ obtenu dans la réaction $\pi^+ n \rightarrow p\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^o$ confirme l'existence peu probable de bosons deux fois chargés.

4 - Les masses effectives $p\,\pi\,\pi$

La figure 1 c montre le spectre de masse $p\,\pi^+\,\pi^o$, aucune production de résonance n'est observable même lorsque l'on sélectionne les masses $p\,\pi^o$ inférieures à 1360 Mev. Les figures 1 d,e montrent respectivement les spectres de masse $p\,\pi^-\,\pi^+$ et $p\,\pi^-\,\pi^o$, ils ont la même allure et sont différents du spectre de masse $p\,\pi^+\,\pi^o$: on observe un excès d'événements pour les faibles masses. En hachuré sur les figures apparaissent les sélections des différents isobares observés précédemment. Nous remarquons que les bosses produites aux basses masses se désintègrent essentiellement selon le processus $(p\,\pi)\,\pi$ où le système $p\,\pi$ forme une résonance. Les basses masses $p\,\pi\,\pi$ correspondent au seuil du système résonance baryonique - pion. Par un raisonnement qualitatif on s'attend à un tel effet ; ce qu'il faut expliquer, c'est son intensité.

Les sélections pour lesquelles les masses des systèmes des deux mésons π sont dans la région des ρ montrent qu'il n'y a pas de production en $p\,\rho$ pour ces spectres de masse. L'étude des distributions de t' montre que les faibles masses $p\,\pi^-\,\pi^+$ et $p\,\pi^-\,\pi^o$ sont produites à faible moment de transfert, $B \simeq 8\ \text{Gev}^{-2}$ pour tout le spectre de t'.

SPECTRE MESONIQUES

1 - Masse effective des trois pions

La figure 2 a représente le spectre de masse de trois pions $\pi^+\,\pi^-\,\pi^o$. Nous observons les productions de η et ω dont les sections efficaces sont données dans le tableau 2, ces valeurs sont celles qui correspondent à la voie de

désintégration en trois π. La largeur excessive du ω montre, comme nous l'avons vu p. II.44, que la résolution expérimentale de ce spectre de masse est mauvaise. La région de production des $A(A_1, A_{1,5}, A_2, A_3)$ est très mouvementée.

Les réflexions des isobares produits apparaissent essentiellement dans la région de masse du système des 3 π comprise entre 1800 et 3000 Mev et ne perturbent que très peu la région des A.

Sur les figures 2b,c,d,e sont montrés les spectres de masses de 3 π lorsque le système de masse de 2 π est dans la bande de masse du ρ ou du f ; nous avons défini le ρ et le f comme étant les masses dipioniques comprises respectivement dans les bandes de masse 660 - 860 Mev et 1160 - 1360 Mev. Les spectres $\rho\ \pi$ (fig.2 b,d,e) et f π^o (fig. 2 c) montrent qu'il n'y a pas de production de A en $\rho^o\ \pi^o$ ou f π^o. Par contre les spectres $\rho^+\ \pi^-$ et $\rho^-\ \pi^+$ montrent une forte accumulation dans une bande de masse comprise entre 1000 et 1450 Mev. Dans cette région, d'après les résultats d'autres expériences (réf.39-40), nous devrions trouver la production de A_1 et de A_2, mais notre résolution expérimentale n'est pas suffisante pour nous permettre de séparer ces 2 objets, bien qu'une indication puisse être observée dans le spectre $\rho^-\ \pi^+$. Notons, en passant, que dans les réactions $\pi^-\ p \rightarrow p\ \pi^-\pi^-\pi^+$ le A_2 n'est pas directement observé (réf.39) comme c'est le cas pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$ (réf.40). Nous remarquons que les productions en $\rho^-\ \pi^+$ et $\rho^+\ \pi^-$ sont égales dans cette région de masse permettant, du fait qu'il n'y a pas de production de $\rho^o\ \pi^o$, de déduire que le spin isotopique est I = 1 dans cette région du spectre de masse $\rho\ \pi$.

région du spectre de masse	5,1 Gev	9 Gev	11,7 Gev	N
η	22	9	7	$1,4 \pm 0,7$
ω	207	61	25	$2,4 \pm 0,3$
	168	54	21	
A_1	163	40	42	$1,9 \pm 0,3$
	39	15	28	$0,8 \pm 0,5$
A_2	438	120	86	$2,0 \pm 0,2$
	185	67	55	$1,6 \pm 0,2$
A_3	522	184	118	$1,8 \pm 0,1$
	160	-	54	$1,4 \pm 0,2$
Δ° (1236)	580	265	175	$1,4 \pm 0,1$
$1,44 < M(p\,\pi^\circ) < 1,64$	349	128	110	$1,5 \pm 0,2$
$M(p\,\pi^\circ) < 1,36$	695	234	76	$2,4 \pm 0,1$
$0,66 < M(\pi^+\pi^-) < 0,86$	573	244	157	$1,5 \pm 0,1$
	267	113	92	$1,4 \pm 0,2$
$1,16 < M(\pi^+\pi^-) < 1,36$	179	81	60	$1,3 \pm 0,2$
	47	46	23	$0,7 \pm 0,3$
$0,66 < M(\pi^+\pi^\circ) < 0,86$	565	195	169	$1,6 \pm 0,1$
	283	80	95	$1,6 \pm 0,2$
$0,66 < M(\pi^-\pi^\circ) < 0,86$	468	203	132	$1,5 \pm 0,1$
	98	54	47	$0,9 \pm 0,3$
$\Delta^\circ\ \rho^+$	101	53	56	$0,8 \pm 0,3$

T a b l e a u 2

Sections efficaces en μ b

x Les valeurs supérieures correspondent à toute la bande de masse

x Les valeurs inférieures correspondent à une estimation de la résonance correspondante

x Lorsqu'il n'y a qu'une seule valeur, celle-ci correspond à toute la bande de masse

Pour chaque " résonance " nous avons défini une zone de masse, comme indiqué ci-dessous :

résonance	masse effective des trois pions	
	limite inférieure en Mev	limite supérieure en Mev
η	500	600
ω	700	860
A_1	1020	1180
A_2	1220	1460
A_3	1540	1860

T a b l e a u 3

Les sections efficaces correspondant à chacune de ces zones sont données, pour les trois énergies dans le tableau 2. Nous avons distingué deux cas :

a - tous les événements compris dans la région de masse sont pris en compte pour l'évaluation de la section efficace. Le fond compris sous la résonance y est alors inclus, nous ne devons pas oublier que certaines résonances sont produites sur un fond correspondant parfois à plus de 50 % des événements compris dans la bande de masse.

b - seulement les événements compris dans la bosse correspondant à la résonance interviennent dans le calcul de la section efficace. Le fond a été évalué par interpolation faite à l'oeil avec les régions voisines.

Bien entendu, les chiffres du tableau 2 ne sont pas à prendre comme des valeurs absolues de section efficace, mais doivent être compris comme des indications permettant de déterminer les variations de ces sections efficaces en fonction de l'énergie, variations que nous avons caractérisées à l'aide de la valeur de N.

Tous les états observés, lorsque l'on considère les bandes de masse, ont des sections efficaces qui décroissent rapidement avec l'énergie : N est compris entre 1,5 et 2,5. Ceci indique un échange mésonique pour les productions des états à quasi deux corps. Dans la mesure, où les évaluations d'événements constituant les résonances ont été faites de la même manière aux 3 énergies, on peut penser que la détermination de N a un sens. Remarquons que dans la région de masse du A_1^o, aucune bosse n'est observée à 5,1 Gev, alors que l'on en observe une indication à 11,7 Gev. Ce fait ne se traduit pas de façon significative sur les valeurs de N car l'effet, s'il existe réellement, est faible sur un fond important d'où des risques non négligeables d'erreurs dans les évaluations des sections efficaces partielles.

La distribution de t' ($\pi^+_{inc} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^o$) a été étudiée par régions de masse, figure 3, en utilisant l'expression (6). Pour tout le spectre de masse la valeur de B est 3,4 Gev^{-2} indiquant un caractère périphérique normal. Les valeurs de B indiquées sur la figure 3 montrent que la région de masse comprise entre 1000 et 2000 Mev, région des A, est produite plus périphériquement. Les valeurs de la pente B obtenues aux 3 énergies montrent que celles-ci augmentent légèrement en fonction de l'énergie disponible.

2 - Masse effective $\pi^+ \pi^-$

Sur la figure 4 - a nous remarquons la production de ρ^o et plus faiblement celle de f. Nous définissons la région du ρ comme étant les combinaisons de masse $\pi \pi$ dont la valeur est comprise entre 660 et 860 Mev et pour le f^o les combinaisons de masse $\pi^+ \pi^-$ comprises entre 1160 et 1360 Mev.

Remarquons qu'il est très difficile d'ajuster les valeurs expérimentales de la distribution de t' ($\pi_{inc} \rightarrow \pi^+\pi^-$) à l'aide de l'expression (6), nous trouvons B inférieur à 1 Gev^{-2}. Les valeurs de B sont à peine plus élevées dans la région du ρ^o et du f. D'autre part la valeur de B décroît avec l'énergie, par exemple dans la région du ρ^o nous obtenons, pour tout le spectre de t' :

énergie en Gev	B en Gev^{-2}
5,1	$3,7 \pm 0,2$
9	$2,7 \pm 0,3$
11,7	$1,5 \pm 0,2$

T a b l e a u 4

Ces valeurs confirment le fait observé à 5,1 Gev dans le canal $\pi^+ n \to p \pi^+ \pi^-$ que le ρ^o est produit à grand moment transféré (réf.41) ce phénomène s'accentue quand l'énergie augmente. Par contre, si nous nous limitons aux faibles valeurs de t', $0 < t' < 0,5$ Gev^2, nous trouvons des valeurs de B plus élevées : $B \simeq 3,5$ Gev^{-2}.

3 - Masse effective $\pi^+ \pi^o$

La figure 4b montre le spectre de masse $\pi^+ \pi^o$, seulement la production de ρ^+ est observée. La pente de la distribution de t' ($\pi_{inc} \to \pi^+ \pi^o$) pour tout le spectre est légèrement plus grande que pour le spectre $\pi^+ \pi^-$: $B \simeq 1,5$ Gev^{-2}, mais le point important est que cette valeur est la même quelle que soit l'énergie. Nous remarquons que dans la région de masse du ρ^+, $B \simeq 4$ Gev^{-2} pour $0 < t' < 0,5$ Gev^2, la valeur de ce coefficient B augmente avec l'énergie passant de 2,5 à 5 Gev à 4 à 11,7 Gev ; contrairement à ce qui se passe pour le ρ^o montrant ainsi que le ρ^o et le ρ^+ sont produits par des mécanismes différents.

4 - Masse effective $\pi^- \pi^o$

La figure 4c confirme la tendance observée à 5,1 et 9 Gev, à savoir que le ρ^- est produit plus faiblement que les deux autres états de charges. Il est important de noter que l'on ne peut ajuster, avec confiance, quelle que soit la région du spectre de masse $\pi^- \pi^o$ la distribution de t' ($\pi_{inc} \to \pi^- \pi^o$) par l'expression (6) excluant à toute production éventuelle de ρ^- un caractère périphérique.

5 - Comparaison des sections efficaces des systèmes dipioniques

Dans le tableau 2 nous avons porté les sections efficaces des systèmes dipioniques en considérant soit, les événements compris dans la région de masse, soit simplement les événements compris dans la bosse correspondant à la résonance. Nous remarquons le même comportement en fonction de l'énergie pour la production du ρ^o et du ρ^+, les valeurs sont les mêmes aux erreurs expérimentales près. Par contre la production du ρ^- est toujours plus faible. Les valeurs de N correspondant à l'expression (5) sont plus élevées pour le ρ^o et le ρ^+ que pour le ρ^-. La valeur de N est plus faible pour la production du f. Remarquons que, comme pour le ρ^-, il est difficile d'estimer pour le f le nombre d'événements compris dans la bosse, ce qui par de grandes fluctuations statistiques et de mauvaises estimations systématiques du fond peut expliquer ces faibles valeurs de N et leur enlever du crédit.

Notons que dans toute la bande de masse, que ce soit pour le ρ (les 3 états de charge) ou pour le f, les valeurs de N sont voisines : $N \simeq 1,5$. Ainsi on peut considérer que globalement les systèmes dipioniques sont produits par des mécanismes similaires. Du fait que l'on observe du ρ^- on est amené à penser que les trois pions sont émis plus près du vertex mésonique que du vertex baryonique.

PRODUCTION ASSOCIEE DE RESONANCES

Les spectres baryoniques ne présentant des résonances évidentes que pour les combinaisons $p\,\pi^-$, nous ne cherchons que des productions associées dans les systèmes $\pi^+\,\pi^o$ La figure 5 montre le diagramme correspondant à la masse effective $p\,\pi^-$ portée en abscisse et la masse effective $\pi^+\,\pi^o$ portée en ordonnée. On observe une forte accumulation d'événements dans la région d'interférence correspondant au Δ^o et au ρ^+.

Les distributions de $t'(n \to p\ \pi^-)$ par régions de masse $p\ \pi^-$ et $t'\ (\pi_{inc} \to \pi^+\ \pi^o)$ par régions de masse $\pi^+\ \pi^o$ montrent que les valeurs de B les plus grandes sont obtenues dans les régions de masse du Δ^o et du ρ^+, ce qui indique que le mécanisme de la production associée $\Delta^o\ \rho^+$ est périphérique. La valeur de B dans les régions du Δ^o et du ρ^+, donnée dans le tableau 1 est 5,7 Gev^{-2} à 11,7 Gev.

Les valeurs estimées de la section efficace pour la production associée, portées dans le tableau 2, permettent de calculer le coefficient N. Nous obtenons $N = 0,8 \pm 0,3$ indiquant que cette production de quasi deux corps peut être comprise à l'aide d'un mécanisme d'échange d'un méson. En comparant cette valeur à celles des autres états observés, nous voyons qu'elle est plus faible. Ce fait conjugué avec la valeur de B indique que la production à quasi deux corps observée est différente des autres productions d'états résonnants présents dans ce canal.

Bien qu'il soit très difficile de donner une valeur précise du pourcentage d'états résonnants nous estimons qu'il correspond à 50 % de la section efficace de ce canal

B) CARACTERISTIQUES DE LA REACTION LIEES AUX VARIABLES DE VAN-HOVE

Nous utiliserons les variables définies dans l'annexe C.

1 - ETUDE DE L'ESPACE DE PHASE

La variable $\gamma = R/_{R\,max}$ est un bon estimateur permettant de montrer que les variables p_T ne prennent pas, en général, de grandes valeurs. Le maximum de la distribution de γ est situé à $\gamma \simeq 0{,}88$ montrant que les valeurs de p_T sont petites ou, ce qui revient au même, le caractère périphérique de ce canal. Soit PRO la position du maximum de γ, MOY la valeur moyenne de la distribution de EQM la valeur de la racine carrée de l'écart quadratique moyen de la distribution. Ces valeurs, aux 3 énergies sont données dans le tableau ci-dessous :

	5,1 Gev	9 Gev	11,7 Gev
PRO	0,74 ± 0,01	0,84 ± 0,01	0,88 ± 0,01
MOY	0,68 ± 0,01	0,79 ± 0,01	0,82 ± 0,01
EQM	0,11 ± 0,01	0,08 ± 0,01	0,09 ± 0,01

T a b l e a u 5

Nous remarquons qu'avec l'augmentation de l'énergie, la valeur la plus probable et la valeur moyenne se rapprochent de l'unité, montrant par là que, globalement l'approximation $|p_{//}| \gg p_T$ est d'autant mieux vérifiée que l'énergie est grande mais, qu'à 11,7 Gev nous sommes encore " loin " de la région asymptotique. Le fait que la valeur de EQM reste stable est dû à la persistance de faibles valeurs de γ (grandes valeurs de p_T) à 11,7 Gev alors que le pic de la distribution se resserre.

Sections efficaces en μb

1	5	9	13	17	21
107	54	53	78	175	166
14 %	7 %	7 %	10 %	23 %	22 %
2	6	10	14	18	22
14	6	1	8	16	18
2 %	0,7 %	0,2 %	1 %	2 %	2 %
3	7	11	15	19	23
5	3	2	4	3	1
0,6 %	0,4 %	0,2 %	0,5 %	0,4 %	0,2 %
4	8	12	16	20	24
19	14	1	1	6	5
2,5 %	2 %	0,1 %	0,2 %	0,7 %	0,7 %

Tableau 6-a Ordre

1	2	3	4	5	6	7
252	61	74	4,6	48	43	218
33 %	8 %	10 %	0,6 %	6 %	6 %	29 %
8	9	10	11	12	13	14
14	11	14	12	0	4,6	4,6
2 %	1 %	2 %	2 %		0,6 %	0,6 %

Tableau 6-b Voisinage

2 - ETUDE DE L'E.P.L. EN FONCTION DES VARIABLES ANGULAIRES

Sur la figure 6 a sont définies, dans le plan θ, φ, les régions correspondant aux différents classements des particules les unes par rapport aux autres selon la valeur de leur impulsion longitudinale dans le système du centre de masse : ordre. Sur la figure 6 b sont indiquées les différentes régions, dans le plan θ, φ correspondant aux différents groupements des particules entre elles : voisinage. La définition et les équations des différentes lignes tracées sont données dans l'annexe C.

Les figures 7 montrent la distribution des événements dans le plan θ, φ - 83 % des événements correspondent au cas où c'est le proton qui est émis le plus vers l'arrière (dans le C.M. de la réaction), argument en faveur d'une faible contribution d'échange baryonique dans ce canal. On remarque une forte concentration des événements pour les grandes valeurs de θ (proton vers l'arrière). Les tableaux 6a et b donnent, pour chacune des régions définies sur les figures 6 a et b, la section efficace correspondante. Les régions les plus peuplées, pour une position donnée du proton, sont celles qui correspondent au cas où soit le π^+, soit le π° est le plus rapide. Les régions pour lesquelles le π^- est émis le plus vers l'avant sont très peu peuplées. Ces deux remarques permettent de comprendre qualitativement les spectres de masse des figures 1, 2 et 3 si l'on adopte une interprétation multipériphérique des diagrammes d'ordre et de voisinage.

Nous avons comparé, aux 3 énergies dont nous disposons, les populations des 6 secteurs d'ordre correspondant au cas où le proton est émis le plus en arrière, les comparaisons entre les autres secteurs d'ordre entre eux s'avèrent difficiles car à 5,1 et 9 Gev les événements à proton rapide n'ont été retenus que si l'impulsion de leur proton rapide est inférieure à 1300 Mev, ce qui diminue les contributions de façon difficilement prévisible dans les 18 autres secteurs d'ordre, néanmoins toutes les valeurs (sans correction de perte à 5,1 et 9 Gev) sont données dans le tableau 7. Les valeurs de N correspondant à l'expression (6) sont données pour les régions pour lesquelles cela a une signification. Les valeurs de N correspondent à un ajustement des données expérimentales de section efficace aux trois énergies.

ZONE	Section efficace en μ b			Elément de matrice			N
	5,1 Gev	9 Gev	11,7 Gev	5 Gev	9 Gev	11,7 Gev	
v 1	693	296	252	869	2 996	3 918	1,34 ± 0,06
v 2	178	110	61	64	269	240	1,14 ± 0,11
v 3	515	245	74	283	1 115	453	1,94 ± 0,08
v 4	64	16	5	20	27	15	2,80 ± 0,17
v 5	199	66	48	110	236	246	1,83 ± 0,11
v 6	84	48	43	27	112	172	0,88 ± 0,10
v 7	390	231	218	221	983	1 506	0,78 ± 0,08
01	484	242	107	311	870	885	1,59 ± 0,08
02	52	36	14	28	156	75	1,24 ± 0,10
03	3	1,4	5	2	6	18	-
04	-	-	20	-	-	113	-
05	310	128	54	249	715	682	1,87 ± 0,10
06	32	9	6	20	46	38	2,20 ± 0,30
07	-	-	3	-	-	15	-
08	-	-	14	-	-	50	-
09	219	79	53	203	606	509	1,75 ± 0,12
010	3	-	1	2	-	8	-
011	-	-	2	-	-	18	-
012	-	-	0,7	-	-	2,5	-
013	234	106	78	172	580	817	1,36 ± 0,10
014	10	3	8	6	8	34	-
015	-	-	4	-	-	27	-
016	-	-	1	-	-	12	-
017	316	180	175	251	1 098	1 690	0,80 ± 0,08
018	23	11	16	13	45	112	0,80 ± 0,30
019	-	-	3	-	-	20	-
020	-	-	6	-	-	37	-
021	399	208	166	278	865	1 526	1,09 ± 0,08
022	30	16	18	17	35	154	0,75 ± 0,20
023	3	0,5	1	1	2	12	-
024	-	-	5	-	-	43	-

Tableau 7

Evidemment les valeurs de N obtenues dans les régions d'ordre et de voisinage qui se chevauchent sont semblables, ce qui nous permet de penser que la statistique est suffisante pour pouvoir tirer des conclusions. D'une manière générale la section efficace de chaque secteur décroît quand l'énergie augmente, les valeurs de N les plus faibles correspondent au cas où le π^+ et/ou le π^o sont les plus rapides, le π^- et/ou le proton étant les plus lents. Dans les zones v_3, v_4, v_5 pour lesquelles le π^- est émis au vertex mésonique, les valeurs de N sont les plus grandes, atteignant la valeur $N = 2,8$ lorsque seul le π^- est émis vers l'avant (échange exotique). Dans les régions v_1 (correspondant à un échange de charge unité au vertex mésonique) et v_2 (possibilité d'échange d'un poméron) $N \gtrsim 1$, ce qui montre que l'échange d'un pion est dominant entre les 2 vertex. Par contre dans les régions v_6 et v_7 : $N \simeq 0,8$. Nous remarquons que c'est dans le secteur v_7 que l'on observe une production associée $\Delta^o\ \rho^+$. Si l'on raisonne en terme de dissociation, on remarque que : la dissociation simultanée du π^+ incident et du n est plus importante que celle de la cible seule et que cet effet s'accentue quand l'énergie augmente. On peut être tenté de généraliser ce résultat, si les effets de spin isotopique sont peu importants, en disant que, la dissociation d'une particule en 2 particules est plus probable que la dissociation de cette particule en 3 particules ou plus.

2 - ETUDE DES MOMENTS TRANSVERSES

Les spectres des impulsions transversales, p_T, des 4 particules de l'état final présentent des allures semblables : pas d'événements pour $p_T = 0$, croissance rapide, puis décroissance lente. Afin de caractériser ces spectres nous avons ajusté nos distributions avec l'expression (10). Tous les ajustements que nous avons opérés en employant l'expression (10) donnent des probabilités de χ^2 acceptables. Les valeurs de α, β et p_T^{prob} sont données dans le tableau 8 aux 3 énergies dans les 6 secteurs d'ordre de l'E.P.L. définies précédemment. Il nous semble difficile d'interprèter ces valeurs des coefficients α et β, bien que certains modèles (Réf. 4 - c) prédisent des valeurs pour le coefficient α. Nous remarquons que les valeurs de α ont tendance, quelle que soit la particule, à décroître en fonction de l'énergie. Notons une caractéristique sur

Energie		5,1 Gev		9 Gev		11,7 Gev	
Secteur		β	α	β	α	β	α
p	0 1	9.4	2.4	8.4	2.2	7.	1.7
π^+		8.9	2.3	6.7	1.8	6.4	1.8
π^-		9.8	2.1	8.4	1.9	7.6	1.7
π^o		6.5	0.59	5.6	0.64	4.5	0.55
p	0 5	8.4	2.3	7.3	1.9	2.8	0.59
π^+		8.1	1.8	7.3	1.7	4.	0.96
π^-		10.1	2.7	6.4	1.7	5.5	1.97
π^o		6.0	0.61	5.5	0.66	5.7	0.63
p	0 9	7.4	2.2	6.7	1.9	5.4	1.5
π^+		9.3	1.7	10.3	1.95	4.4	0.84
π^-		10.2	3.2	8.0	2.2	11.6	3.6
π^o		6.1	1.02	3.7	0.42	3.8	0.46
p	0 13	8.9	2.9	7.11	2.19	2.6	0.19
π^+		7.4	1.2	8.14	1.4	9.2	1.8
π^-		9.6	2.1	10.1	2.4	6.9	1.5
π^o		8.4	2.7	6.3	1.8	2.3	0.63
p	0 17	9.1	2.6	6.8	1.6	4.6	0.72
π^+		9.8	2.0	7.9	1.7	8.0	1.7
π^-		9.6	1.6	7.9	1.4	11.2	2.2
π^o		6.5	1.67	5.9	1.6	4.8	1.1
p	0 21	7.7	2.	8.2	2.1	4.9	1.0
π^+		7.8	1.98	6.8	1.8	5.9	1.6
π^-		7.8	1.3	7.7	1.4	9.0	1.97
π^o		8.1	1.5	6.2	1.3	3.8	0.65

Tableau 8

secteur	$\langle p_T \rangle$ p	Δp_T p	$\langle p_T \rangle$ π^+	Δp_T π^+	$\langle p_T \rangle$ π^-	Δp_T π^-	$\langle p_T \rangle$ π°	Δp_T π°
11,7 Gev								
total	0.39	0.26	0.39	0.24	0.37	0.23	0.41	0.30
0 1	0.37	0.24	0.41	0.22	0.37	0.23	0.38	0.29
0 5	0.41	0.25	0.42	0.27	0.46	0.27	0.31	0.23
0 9	0.42	0.25	0.30	0.17	0.42	0.23	0.35	0.26
0 13	0.39	0.26	0.34	0.22	0.36	0.22	0.45	0.26
0 17	0.35	0.27	0.35	0.22	0.32	0.21	0.46	0.31
0 21	0.38	0.25	0.43	0.25	0.35	0.22	0.42	0.28
9 Gev								
total	0.38	0.21	0.38	0.23	0.35	0.22	0.35	0.25
0 1	0.38	0.20	0.42	0.23	0.35	0.21	0.28	0.22
0 5	0.38	0.21	0.38	0.25	0.42	0.24	0.32	0.25
0 9	0.42	0.21	0.30	0.19	0.40	0.24	0.34	0.25
0 13	0.42	0.21	0.31	0.22	0.37	0.24	0.43	0.26
0 17	0.38	0.22	0.35	0.22	0.31	0.20	0.43	0.26
0 21	0.38	0.20	0.41	0.23	0.32	0.21	0.36	0.22
5,1 Gev								
total								
0 1	0.36	0.19	0.37	0.20	0.32	0.17	0.24	0.19
0 5	0.39	0.20	0.34	0.19	0.37	0.19	0.26	0.19
0 9	0.41	0.21	0.30	0.19	0.41	0.19	0.32	0.19
0 13	0.43	0.20	0.30	0.19	0.33	0.18	0.43	0.22
0 17	0.40	0.20	0.31	0.18	0.27	0.16	0.39	0.21
0 21	0.38	0.20	0.38	0.21	0.29	0.18	0.31	0.18

T a b l e a u 9

les valeurs de p_T^{prob} qui se retrouvera plus loin sous un autre aspect : les valeurs de p_T^{prob} sont les plus grandes dans les secteurs pour lesquels les particules correspondantes sont les plus rapides. Il y a stabilité de p_T^{prob} en fonction de l'énergie, et, le π^o dans les régions où il n'est pas le plus rapide a les valeurs de p_T^{prob} les plus petites.

Une autre possibilité de définir les distributions de p_T est de donner les valeurs des paramètres statistiques la définissant : $\langle p_T \rangle$ valeur moyenne de Δp_T racine carrée de l'écart quadratique moyen. Nous avons porté dans le tableau 9, aux 3 énergies, les valeurs de ces paramètres, pour chaque particule, pour différentes régions de l'E.P.L. Une caractéristique tout à fait générale est la tendance de $\langle p_T \rangle$ et Δp_T à augmenter lentement en fonction de l'énergie. En regardant par secteur pour les pions, nous remarquons que $\langle p_T \rangle$ est le plus grand et Δp_T est le plus petit, quelle que soit l'énergie, dans les secteurs pour lesquels le pion est le plus rapide, montrant par là une corrélation entre $p_{//}$ et p_T.

Nous avons recherché des corrélations possibles dans le plan perpendiculaire. Le proton étant presque toujours émis vers l'arrière se distingue en cela des autres particules, c'est pourquoi, nous l'avons pris comme référence. Nous avons déjà défini pour la réaction $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ page III.36 un système d'axes dans le plan perpendiculaire, nous garderons ici les mêmes définitions des axes. Sur la figure 8 sont portées à 11,7 Gev les valeurs de $\langle p_{Tx} \rangle$ en fonction de p_T du proton, nous remarquons que les 3 pions ont des valeurs de $\langle p_{Tx} \rangle$ négatives dont comme cela est attendu, la valeur absolue croît avec p_T du proton. En utilisant l'expression (11), nous trouvons $a = 0,29$, valeur plus faible que celle obtenue pour la réaction $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ($a = 0,5$) ; ces résultats tendent à montrer que dans le plan perpendiculaire les impulsions se répartissent uniformément entre les pions. Nous remarquons la faible amplitude des variations de $\langle p_{Ty} \rangle$: $\langle p_{Ty} \rangle = 0 \pm 0,01$ Mev. Les dispersions Δp_{Tx} et Δp_{Ty} sont du même ordre de grandeur pour les 3 pions : $\Delta p_{Tx,y} \simeq 0,3 \pm 0,05$ Mev. Du fait que les valeurs de $\langle p_{Ty} \rangle$ sont petites, les valeurs de $\langle p_{Tx} \rangle$ se comportent de la même manière que celles de $\langle p_T \rangle$, aussi nous ne donnons pas de tableau de ces valeurs.

L'étude par secteur d'ordre montre que $\langle \Delta p_{Tx} \rangle_i$ et $\langle \Delta p_{Ty} \rangle_i$ (i mis pour π^+, π^- ou π^o) atteignent tous les deux les valeurs les plus faibles (grandes) dans les régions d'ordre pour lesquelles le π_i est le plus lent (rapide). Comparant $\langle \Delta p_{Tx} \rangle_i$ et $\langle \Delta p_{Ty} \rangle_i$ dans les secteurs d'ordre pour lesquels les π_i occupent la même position en ordre, nous avons :

$$\langle \Delta p_{Tx,y} \rangle_{\pi^+} \ll \langle \Delta p_{Tx,y} \rangle_{\pi^-} \ll \langle \Delta p_{Tx,y} \rangle_{\pi^o}$$

quelle que soit la particule et le secteur d'ordre nous avons $\Delta p_{Tx} > \Delta p_{Ty}$.

Nous nous sommes intéressés aux corrélations angulaires des particules finales dans le plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente. Dans le tableau 10 nous donnons les valeurs de R (voir définition Annexe C). Lorsqu'il n'y a pas de π^o dans le couple des 2 particules considérées, la valeur de R décroît en fonction de l'énergie, par contre elle augmente dès qu'un π^o intervient, ce qui indique que le π^o obéit à un mécanisme de production différent de celui des p, π^+ et π^- pour les couples nucléon-pion, R est maximum dans les régions de l'E.P.L. pour lesquelles le p et le π sont les plus éloignés. Pour les couples de deux pions, R est le plus grand dans les régions correspondant au groupement des deux particules les plus rapides et R est plus petit dans les régions correspondant au groupement des deux particules les plus lentes.

En conclusion, nous pouvons dire que p_T augmente avec $|p_{//}|$ et que les distributions de p_T dépendent de la nature du processus qui a produit les particules.

4 - ETUDES DES MASSES EFFECTIVES ET TRANSFERTS PAR REGIONS DE L'E.P.L.

Supposons connues, pour chaque particule de l'état final, les impulsions tranversales dont nous ne considérerons que les modules que nous traiterons comme des paramètres.

$\langle R \rangle$ ΔR

$p\,\pi^+$		$p\,\pi^-$		$p\,\pi^\circ$		$\pi^+\,\pi^-$		$\pi^+\,\pi^\circ$	$\pi^-\,\pi^\circ$	secteur
0.35	0.01	0.35	0.01	0.36	0.01	0.39	0.01	0.28	0.24	
0.28	0.01	0.33	0.01	0.36	0.01	0.33	0.01	0.37	0.21	total
0.21	0.02	0.30	0.01	0.37	0.01	0.27	0.02	0.41	0.30	
0.42	0.02	0.28	0.02	0.29	0.02	0.50	0.02	0.20	0.20	
0.34	0.03	0.30	0.02	0.31	0.02	0.50	0.03	0.34	0.11	0 1
0.20	0.05	0.24	0.02	0.35	0.02	0.40	0.05	0.38	0.29	
0.35	0.03	0.40	0.02	0.39		0.48	0.03	0.13	0.17	
0.27	0.04	0.37	0.02	0.32		0.51	0.04	0.31	0.14	0 5
0.37	0.07	0.25	0.02	0.35		0.47	0.07	0.13	0.20	
0.23	0.04	0.54		0.32		0.30	0.03	0.26	0.28	
0.17	0.04	0.43		0.36		0.23	0.05	0.23	0.11	0 9
0.	0.08	0.62		0.28		0.43	0.07	0.38	0.26	
0.31	0.03	0.28		0.55		0.23	0.03	0.24	0.31	
0.16	0.05	0.33		0.52		0.20	0.05	0.36	0.35	0 13
0.21	0.06	0.24		0.46		0.23	0.04	0.26	0.34	
0.27	0.03	0.34		0.50		0.15	0.03	0.44	0.23	
0.28	0.03	0.23		0.37		0.14	0.04	0.44	0.37	0 17
0.14	0.04	0.28		0.45		0.11	0.04	0.48	0.31	
0.43	0.02	0.34		0.26		0.25	0.03	0.37	0.26	
0.33	0.03	0.35		0.40		0.28	0.03	0.45	0.19	0 21
0.32	0.04	0.25		0.23		0.23	0.04	0.48	0.35	

T a b l e a u 10

Pour chaque secteur sur :

- la première ligne, données à 5,1 Gev
- la deuxième ligne, données à 9 Gev
- la trosième ligne, données à 11,7 Gev

Dans ce cas les masses effectives (M) et les quadrimoments de transfert (T) s'expriment en fonction de γ, θ et φ. Du fait que la distribution de γ est étroite, on peut considérer en première approximation que M et T ne dépendent que de θ et φ.

Nous avons, pour chaque région d'ordre et de voisinage, étudié les spectres de M et T. Le nombre de figures obtenues est très élevé, aussi, nous ne les montrerons pas et nous contenterons seulement d'indiquer les résultats saillants.

Pour les différents spectres de masse, les résonances n'apparaissent clairement que dans les régions de voisinage correspondant au groupement adéquat des particules, ainsi le ρ n'est observé que dans le secteur v . D'une manière analogue l'étude des distributions de t' montrent que ces distributions n'ont des allures exponentielles que dans les régions pour lesquelles la ou les particules impliquées sont émises le plus vers l'avant (ou sont situées dans le même voisinage). Les valeurs de la pente A de l'expression (16) sont plus élevées que celles obtenues pour les régions de masse correspondant aux régions de voisinage envisagées.

Ces remarques nous permettent de considérer que les variables angulaires de l'E.P.L. sont de bons paramètres facilitant la compréhension des mécanismes intervenant dans ce canal et qu'il est peut-être préférable d'exprimer les amplitudes décrivant les réactions en fonction de ces variables.

Masses effectives en Gev

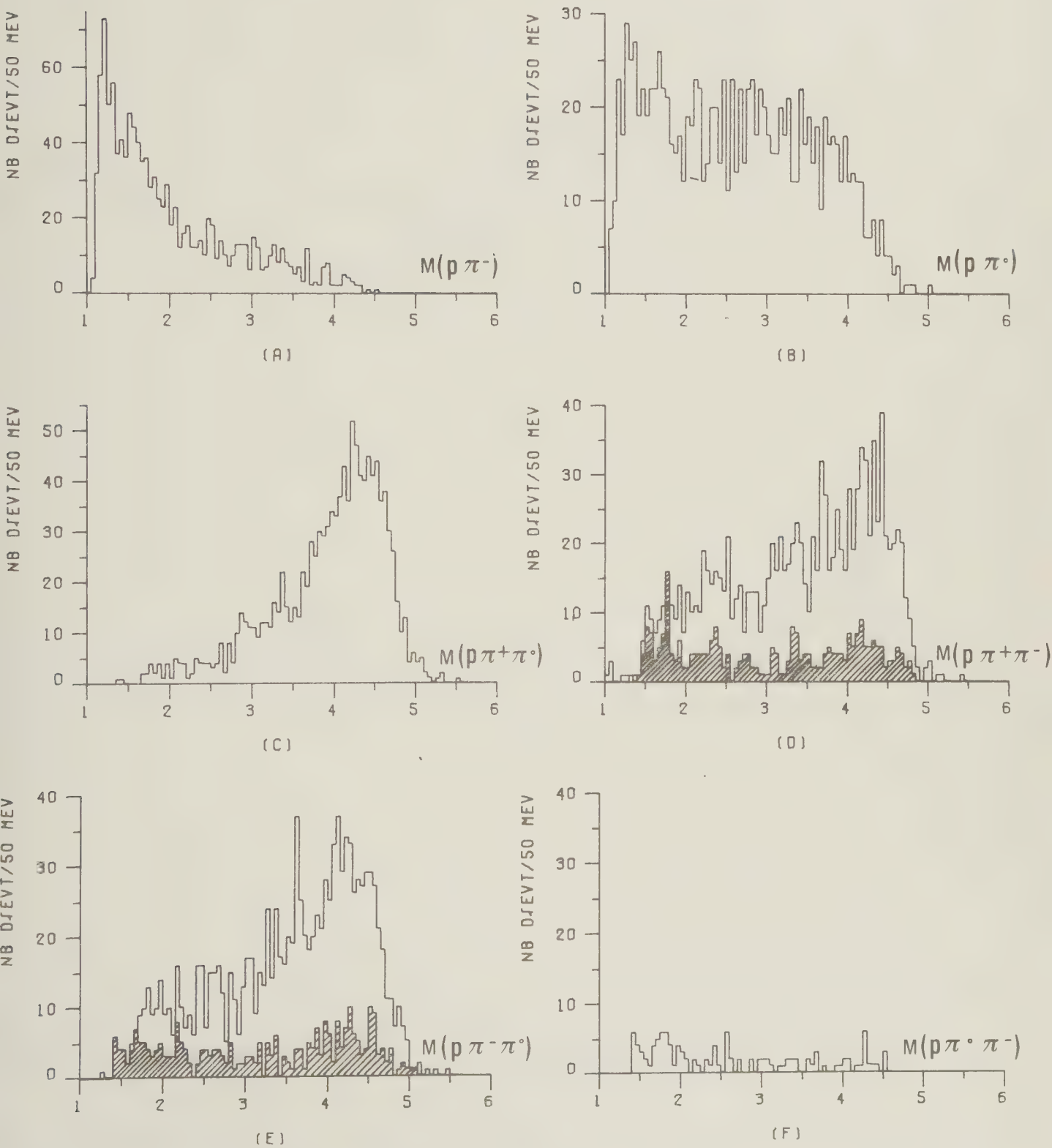
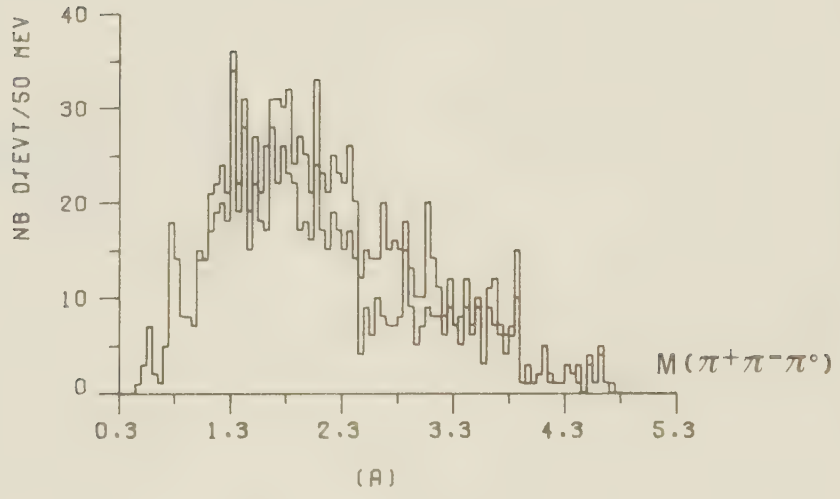
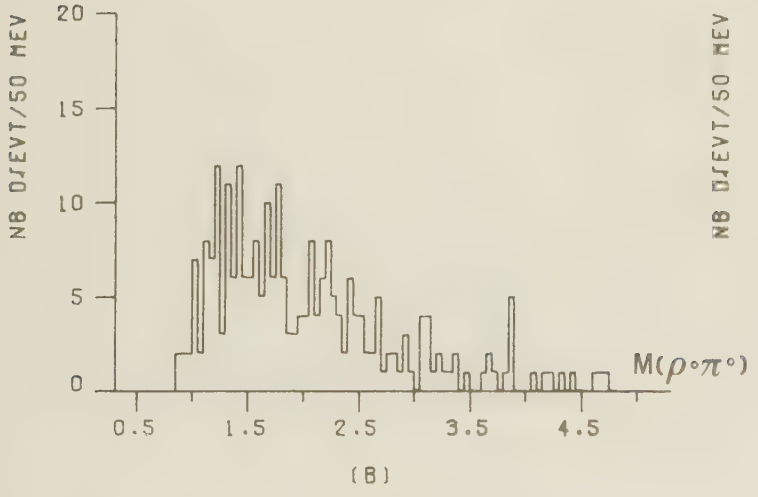


FIGURE 1

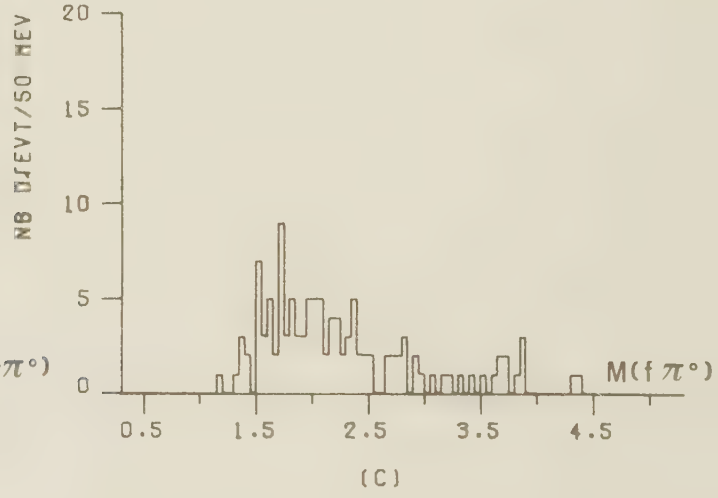
Masses effectives en Gev



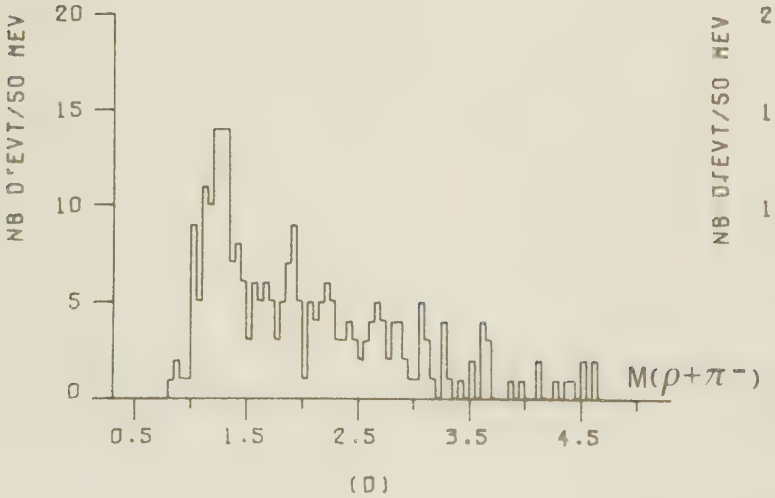
(A)



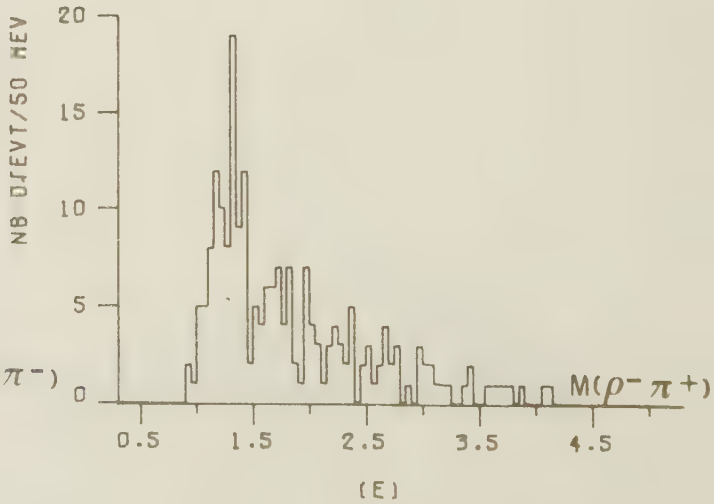
(B)



(C)

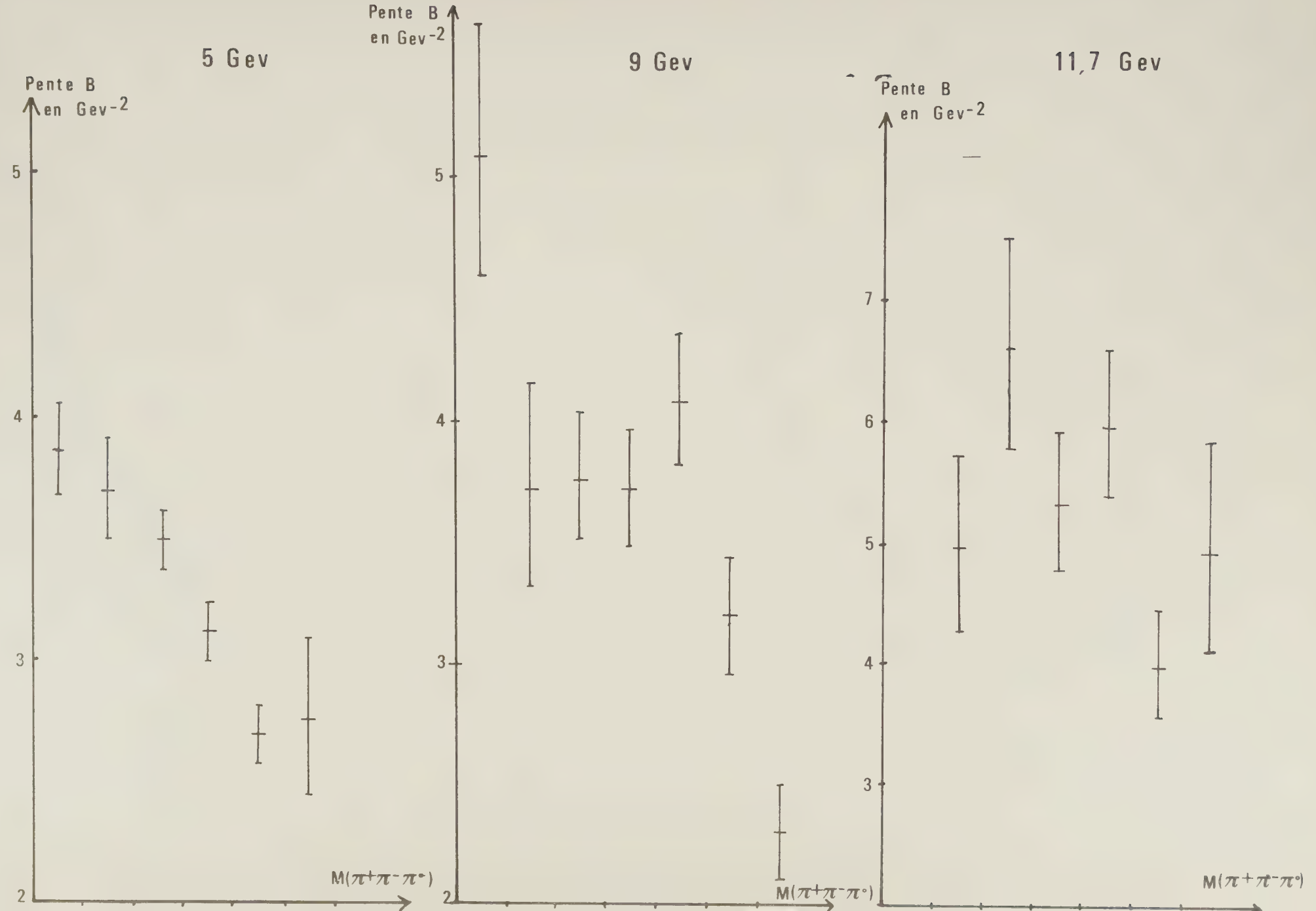


(D)



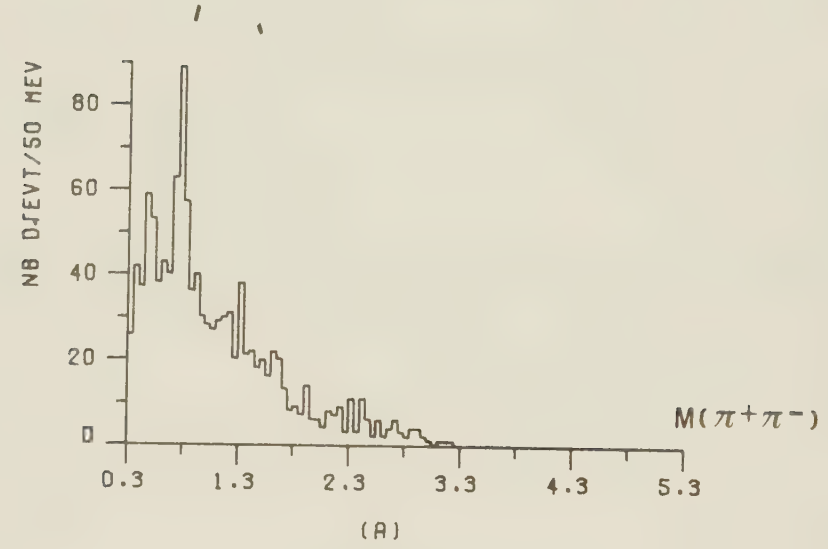
(E)

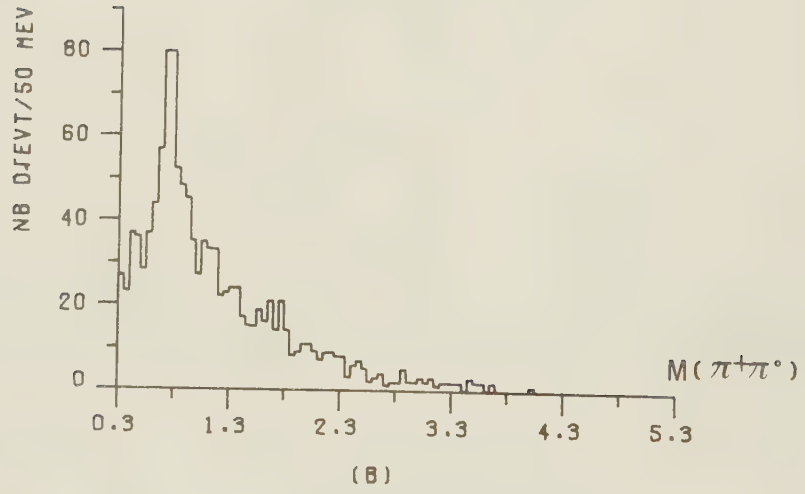
FIGURE 2


5 Gev
Pente B
en Gev-2
5
4
3
2
M(π+π-π-)
9 Gev
Pente B
en Gev-2
5
4
3
2
M(π+π-π-)
11,7 Gev
Pente B
en Gev-2
7
6
5
4
3
M(π+π-π-)

$\pi^+ n \longrightarrow p\,\pi^+\pi^-\pi^\circ$ á 11,7 Gev

Masses effectives en Gev





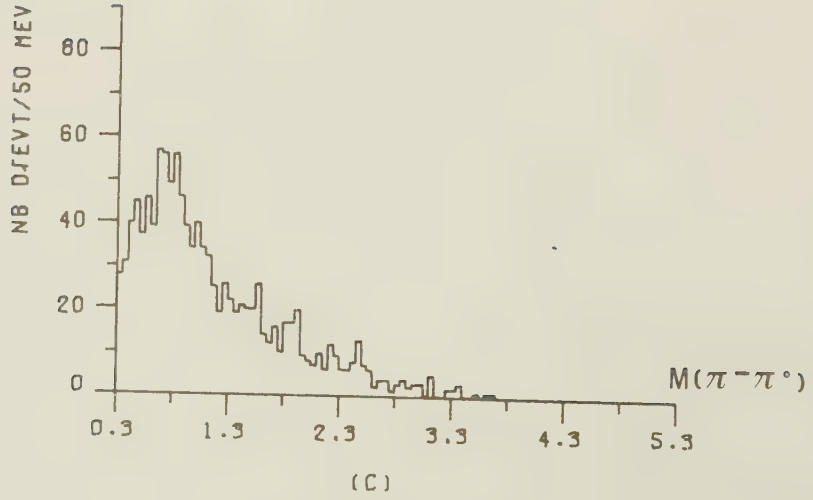


FIGURE 4

$\pi^+ n \longrightarrow p\pi^+\pi^-\pi^\circ$ á 11,7 Gev

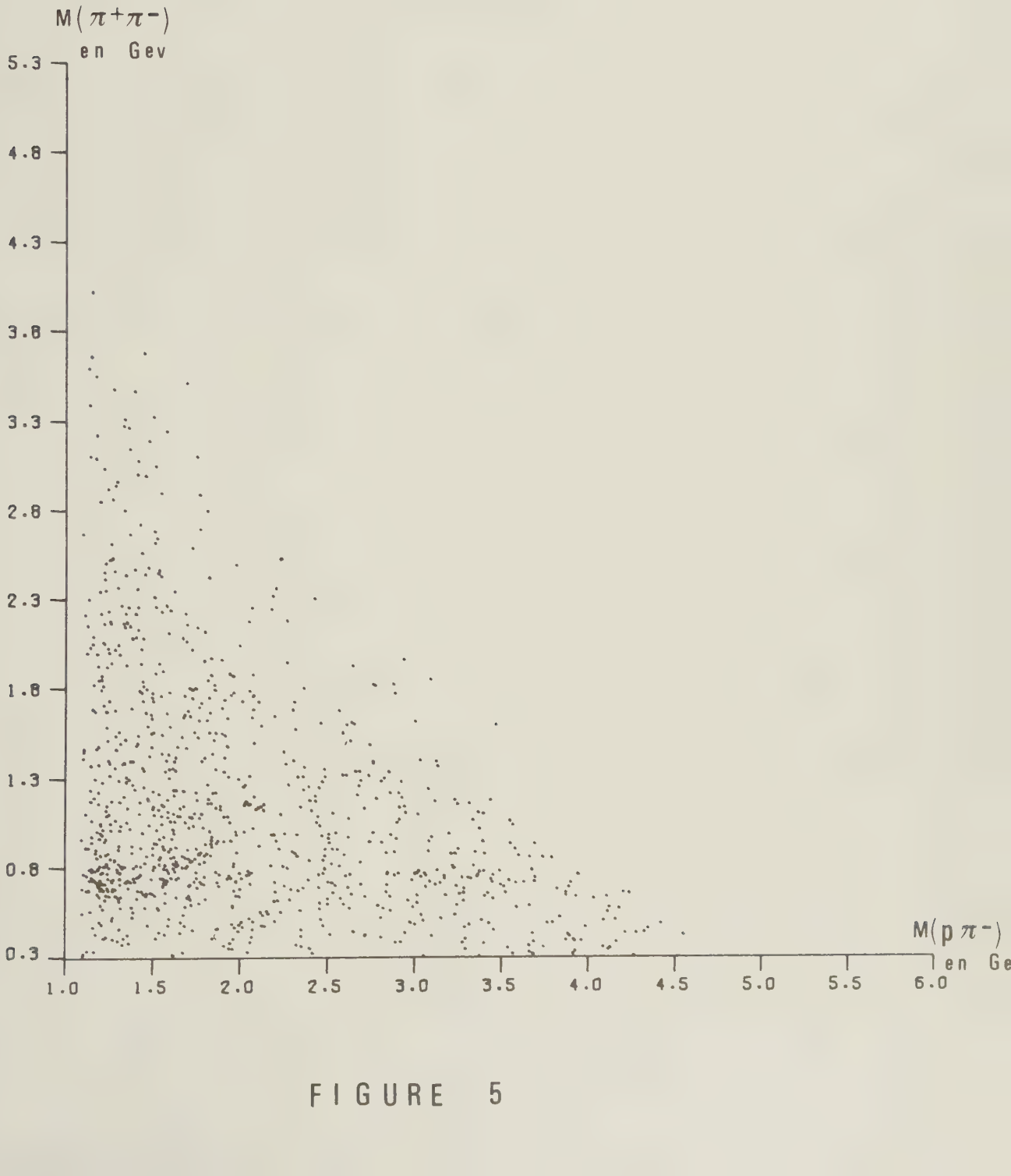
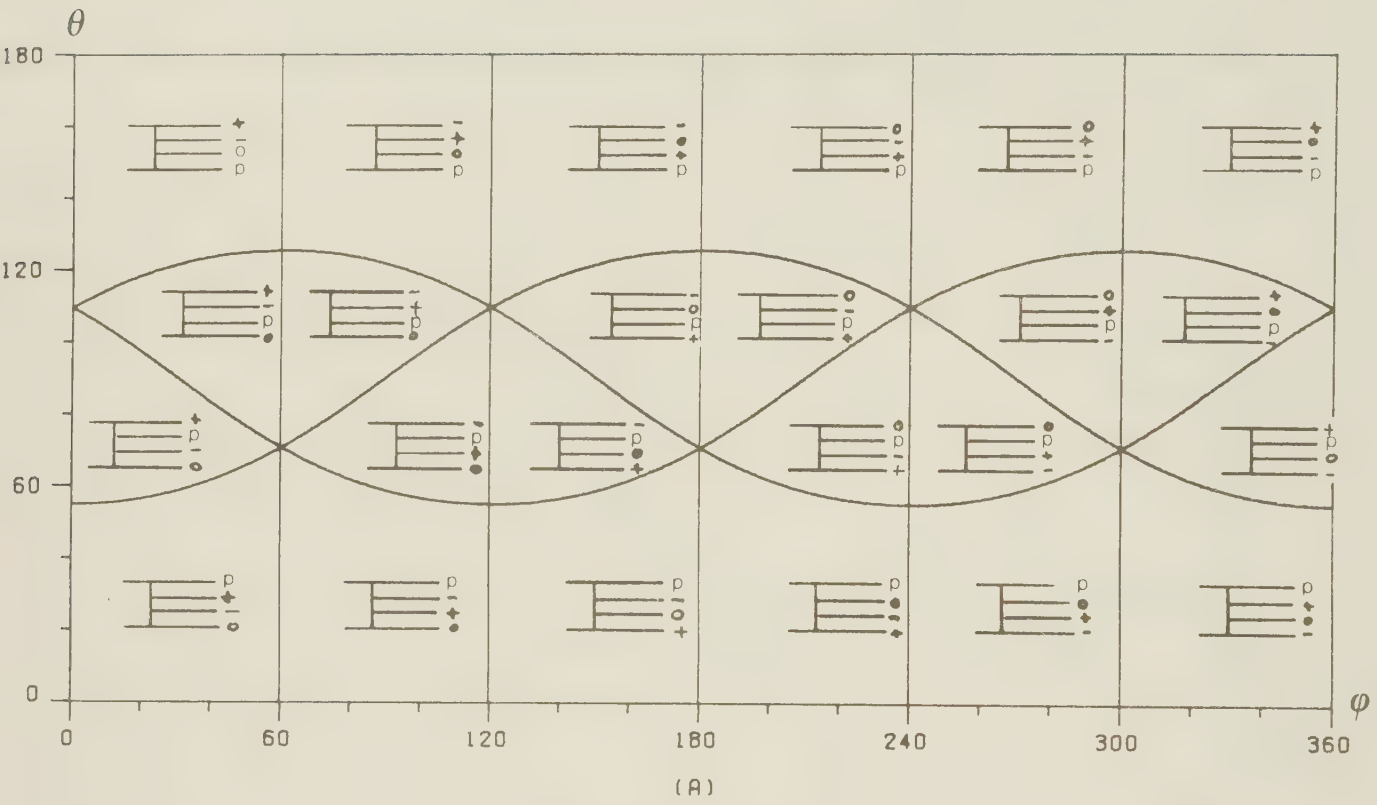


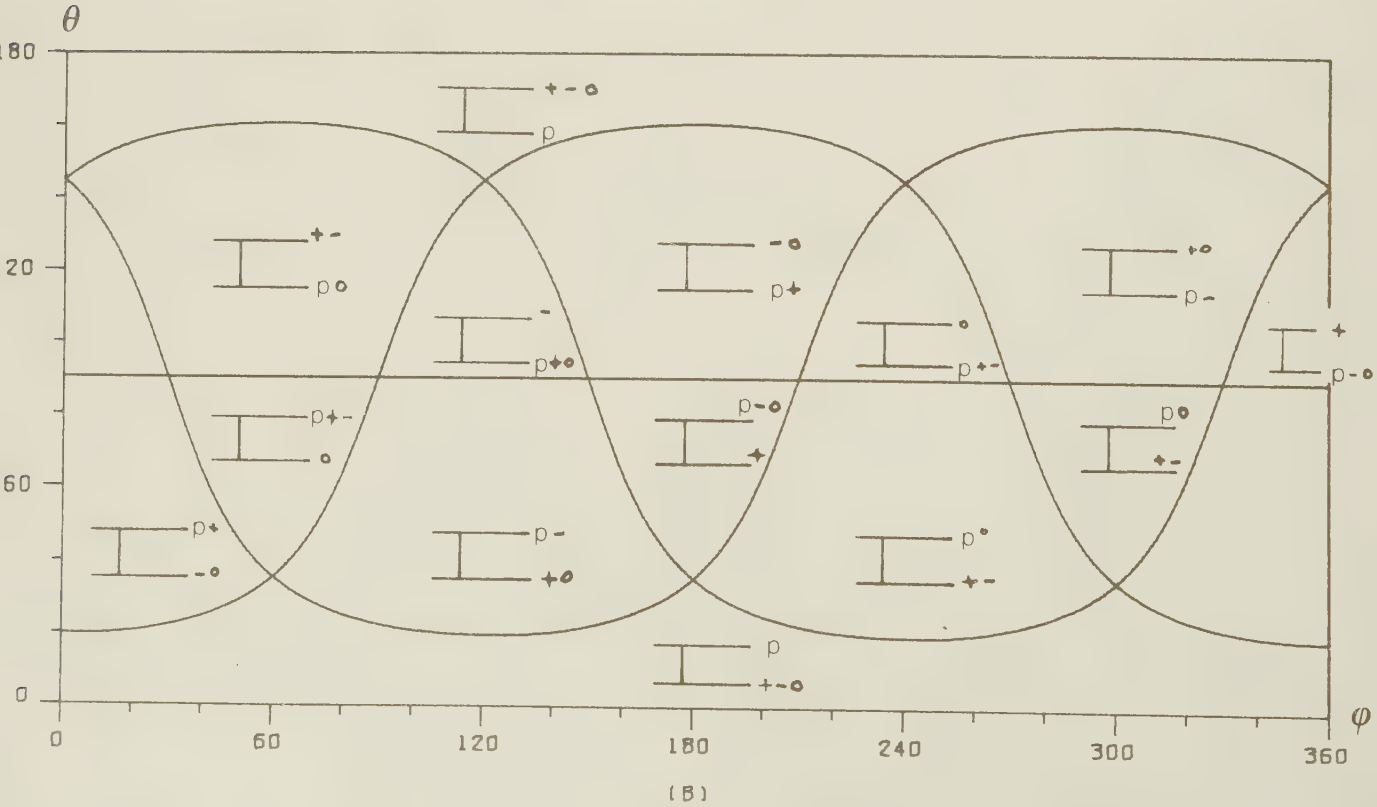
FIGURE 5

$\Pi^+ n \rightarrow p\,\Pi^+\Pi^-\Pi^\circ$



(A)

Ordre.



(B)

Voisinage.

FIGURE 6

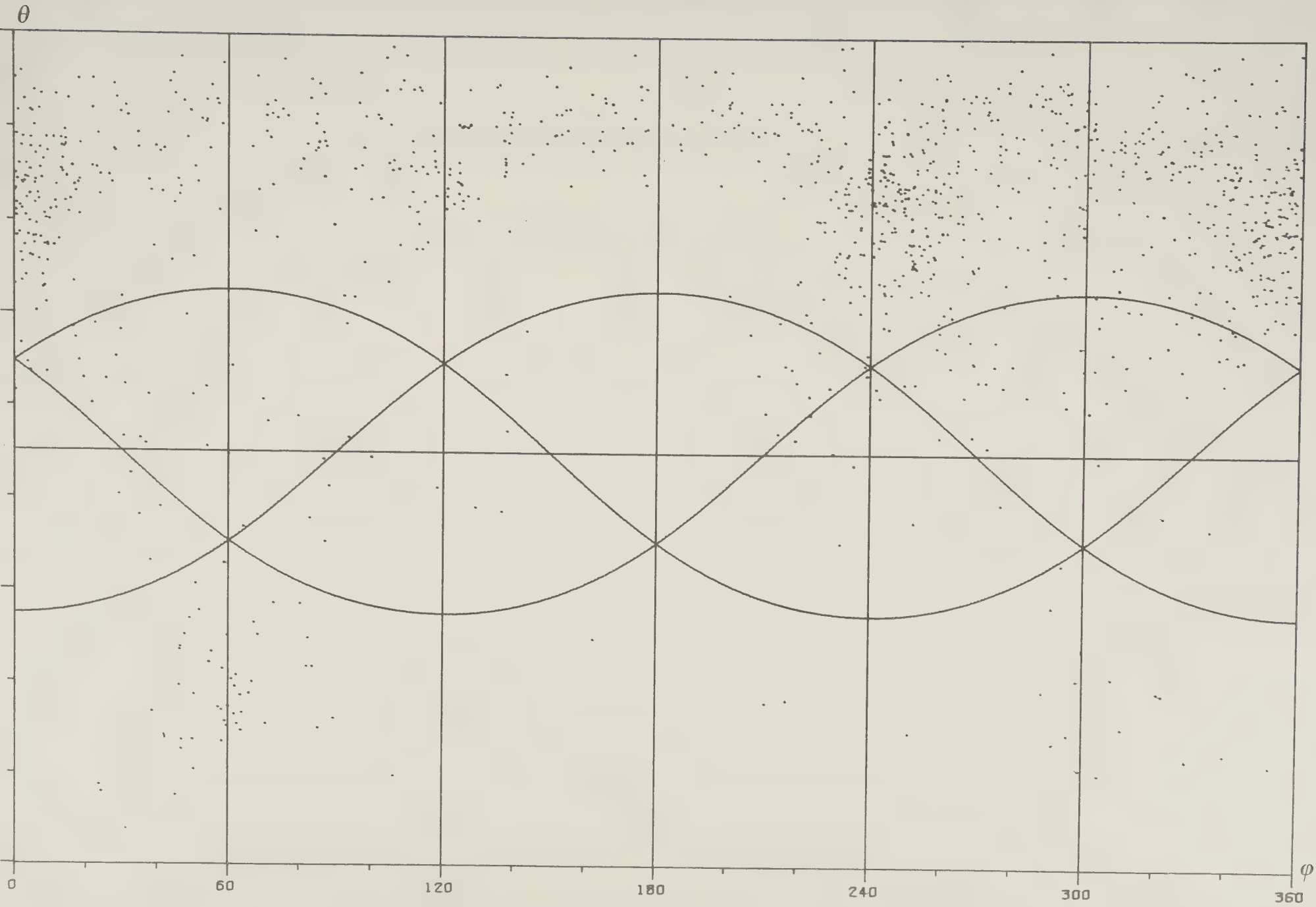


FIGURE 7a

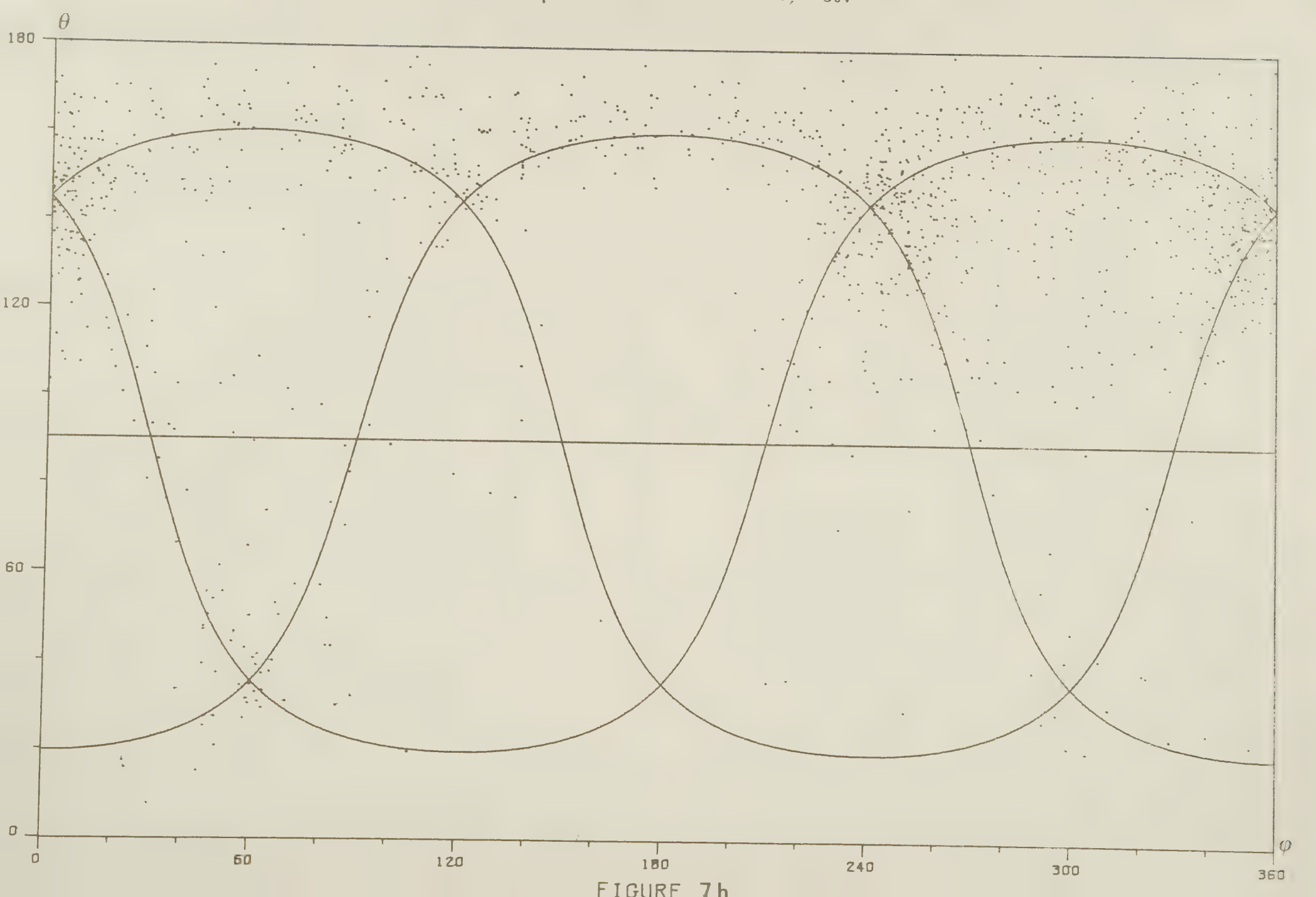


FIGURE 7b

$$\pi^+ n \longrightarrow p\ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$$

11,7 GeV

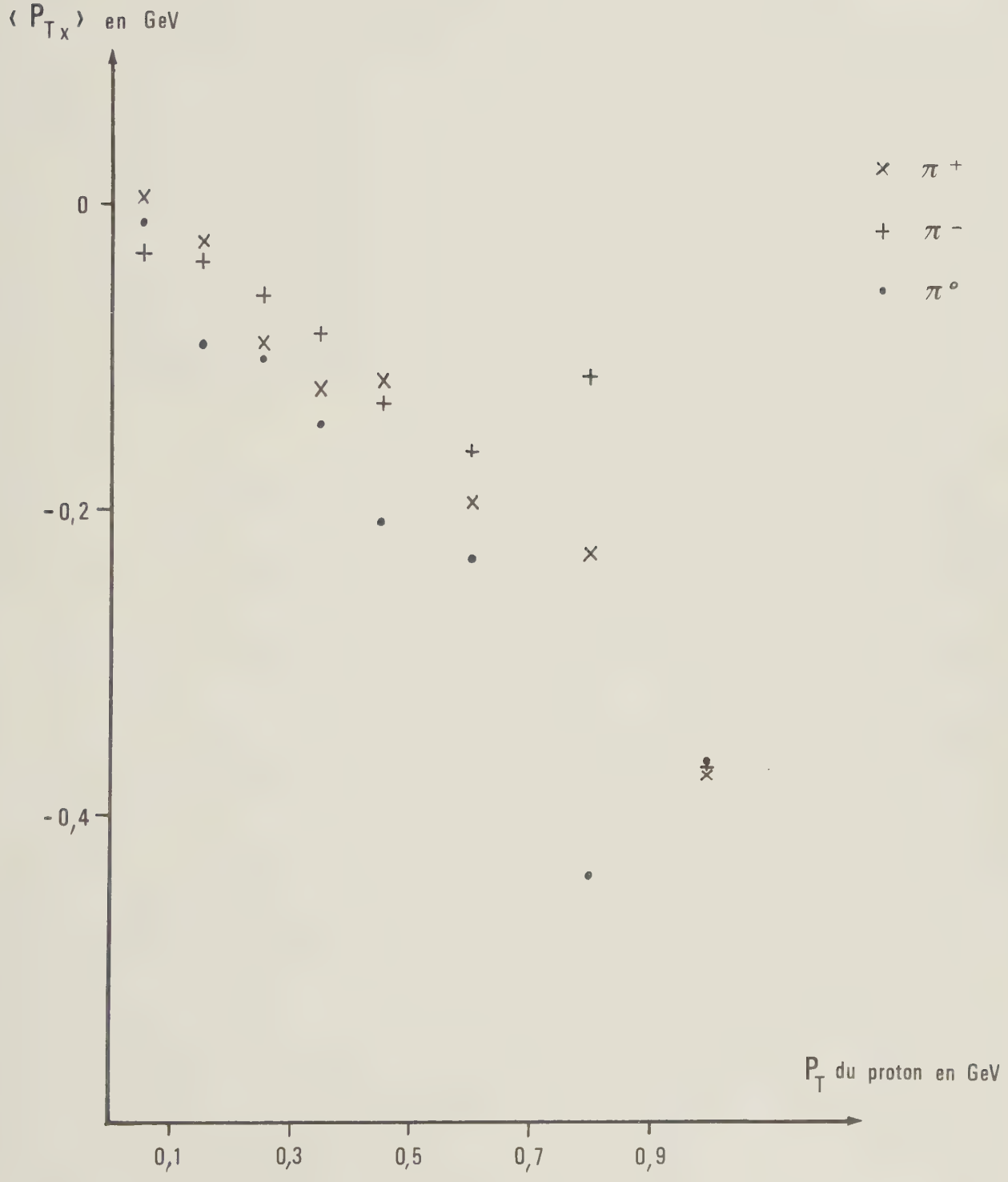


FIGURE 8

4 - ETUDE DU CANAL $\pi^+ d \rightarrow d\pi^+\pi^+\pi^-$

Pour cette voie nous ne possèdons que de nos données à 11,7 Gev, ce qui ne nous permet pas, comme pour les précédentes voies, d'étudier le comportement des variables en fonction de l'énergie.

Nous donnons dans le premier chapitre les principales caractéristiques des résonances ou bosses observées dans les différents spectres de masse. Dans le deuxième chapitre nous donnerons les caractéristiques dominantes de la réaction en fonction des variables de l'E.P.L. Dans le troisième chapitre nous montrons que l'amplitude proposée par Berger rend bien compte des principaux résultats. Nous recherchons aussi une éventuelle conservation de l'hélicité.

A) DESCRIPTION DES SPECTRES DE MASSE - LES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES

LES SPECTRES DE MASSE BOSONIQUE

Sur la figure 1 - a est représenté le diagramme montrant la masse du système tripionique $M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$ en fonction de la masse du système dipionique $M(\pi^+ \pi^-)$ nous avons deux combinaisons par événement.

Un trait frappant est la très forte concentration d'événements dans la bande de masse du ρ^o correspondant aux faibles valeurs de masse du système des 3 pions. On observe le même phénomène, de façon moins intense, dans la bande du f. Remarquons aussi, pour les faibles masses dipioniques et tripioniques une accumulation d'événements que nous interprétons comme étant la réflexion de la masse $\pi^+ \pi^-$ non située dans la bande de masse du ρ^o ou du f.

Les projections de ce diagramme font apparaître dans le spectre de masse de 3π une bosse correspondant à la masse du A_1 (1100 Mev) suivie d'un large épaulement correspondant à la masse du A_3 (1650 Mev). Dans le spectre de masse des $(2\pi)^o$ on observe une forte production de ρ^o et la production de f toutes les deux étant précédées d'un épaulement aux basses masses dipioniques.

Si nous définissons le ρ^o et le f respectivement par les intervalles de masse $\pi^+ \pi^-$ donnés ci-dessous :

$$\rho^o : \quad 660 \leqslant M(\pi^+ \pi^-) \leqslant 860 \text{ Mev}$$
$$f \quad : 1160 \leqslant M(\pi^+ \pi^-) \leqslant 1360 \text{ Mev}$$

les spectres $\rho\pi$ et $f\pi$ (figure 1 - d) montrent que la bosse du A_1 se désintègre essentiellement en $\rho\pi$ et celle du A_3 essentiellement en $f\pi$, sous le A_3 il existe un fond composé de $\rho\pi$ (environ 30 %).

Sur la figure 1 - b est représenté le spectre de masse du système dipionique deux fois chargé. Aucune bosse ni épaulement n'est observé confirmant ainsi la non existence de boson ayant deux unités de charge électrique, qui serait dans le cadre du modèle des quarks un état exotique.

Un ajustement du spectre de masse $\pi^+ \pi^-$ a été tenté, pour cela nous avons considéré une courbe de Breit-Wigner pour le ρ° et une pour le f sur un fond déterminé à l'oeil d'après le spectre de masse $\pi^+ \pi^+$. Nous avons laissé, lors de l'ajustement, les pourcentages de ρ de f et du fond variables ainsi que les paramètres de chaque courbe de Breit-Wigner. Les résultats sont consignés dans le tableau I, la probabilité de χ^2 de l'ajustement est de 0,72.

résonance	Masse en Mev	largeur en Mev	% par rapport au total
ρ°	747 ± 4	184 ± 9	77
f	1238 ± 12	218 ± 47	17

T a b l e a u I

Notons le fort pourcentage de ρ° obtenu et les largeurs des résonances plus grandes que celles obtenues dans les réactions sur l'hydrogène.

LES SPECTRES DE MASSE dπ

La figure 2 a montre le spectre de masse du système $d\pi^+$, les deux combinaisons par événement sont représentées.

Pour les faibles masses, on observe un pic important situé vers 2250 Mev correspondant au d^{*++} (réf.44), ce d^* est fortement associé à la production du ρ° et plus faiblement à celle du f. Certains des événements environ 30 %, compris dans le pic du d^{*++} ($M(d\pi^+) \lesssim 2{,}45$ Gev) proviennent de la réflexion des systèmes dipioniques ρ°, f, aussi il est nécessaire de distinguer lequel des deux π^+ entre en combinaison avec le deuton pour former le d^*. Nous faisons apparaître en hachuré sur la figure 2 a le π^+ n'entrant pas dans la combinaison $\pi^+ \pi^-$ définie selon le critère donné dans l'appendice D.

Nous estimons que le pourcentage de production de d^{*++} à la section efficace totale de cette voie est de l'ordre ou inférieur à 10 %. Cette production passe essentiellement, environ 80 %, par des voies à quasi deux corps : la majorité en d^{*++} ρ^o et, plus faiblement en d^{*++} f.

Sur la figure 2 b nous avons le spectre de masse $d\pi^-$; comme précédemment nous observons pour les faibles masses du système $d\pi^-$ un excès d'événements, mais aucun pic ne semble apparaître.

La distribution angulaire de la désintégration du d^{*++} (fig. 2c) est très piquée montrant que cet état ne correspond pas à une résonance. On retrouve cet effet dans le même intervalle de masse du système $d\pi^-$ (fig. 2 d). Diverses interprétations ont été données (réf.45) montrant que le d^{*++} n'est pas une résonance, cela peut être expliqué en supposant que l'interaction avec le deuton produit un isobare et un nucléon qui se recombinent dans l'état final pour former le d^{*++} dont le maximum est situé vers 2250 Mev (quelques dizaines de Mev au-dessus du seuil Δ ou N(1236), nucléon).

DISTRIBUTION DE MOMENTS TRANSFERES

Les distributions des moments transférés t' aux systèmes indiqués dans le tableau II ont été ajustées en utilisant l'expression (6), les valeurs du coefficient B ont été calculées pour les intervalles de t' indiqués.

3π	π_1^+	π_2^+	π^-	$\pi_1^+ \pi^-$	$\pi_2^+ \pi^-$	$\pi_1^+ \pi_2^+$	Zone
31,9	5,3	2,9	1,7	9,5	4,27	5,7	total
32	4,1	3,3	1,5	6,5	6,5	5,4	ν_1
-	-	-	-	-	-	-	01
32,2	8,2	3,5	-	9,5	4,3	11,6	05
34,4	7,4	4,1	-	10,3	3,0	7,7	09
35,7	-	-	5,1	12,3	5,5	3,7	013
27,0	-	-	-	-	-	-	017
28,7	-	-	-	-	-	-	021
$0 \leqslant t' \leqslant 0,12\,\text{Gev}^2$	$0 \leqslant t' \leqslant 0,5\ \text{Gev}^2$						

T a b l e a u II

Remarquons la grande valeur de B, $B \simeq 32\ \text{Gev}^{-2}$ pour la distribution du moment transféré de l'incidente au système des trois pions. Cette grande valeur se comprend en terme de diffraction, elle est liée aux dimensions de la particule cible ou si l'on préfère au facteur de forme du vertex baryonique et corrobore les résultats connus sur la production cohérente de particules à l'aide de cibles de noyaux lourds. Nous avons recherché une éventuelle corrélation de B en fonction de la masse effective des trois pions. Les valeurs de B pour $0 \leqslant t' \leqslant 0,11\ \text{Gev}^2$ sont données dans le tableau ci-dessous :

Région de masse des 3 pions en Mev	B en Gev^{-2}
$M(3\pi) \lesssim 1$	32,2
$1 \lesssim M(3\pi) \lesssim 1,15$	26,5
$1,15 \lesssim M(3\pi) \lesssim 1,3$	22
$1,3 \lesssim M(3\pi) \lesssim 1,5$	26,3
$1,5 \lesssim M(3\pi) \lesssim 1,7$	27,9
$M(3\pi) \gtrsim 1,7$	29,8

La pente B n'est pas de façon significative plus importante dans les régions de masse correspondant aux pics du A_1 et du A_3.

Pour ce canal nous retenons que 90 % des trois pions produits le sont au vertex supérieur - faible moment transféré. Ce système de trois pions comprend deux bosses pour les masses correspondant au A_1 et au A_3 qui se désintègrent respectivement en $\rho\,\pi$ et en $f\,\pi$. La production de d^* par des mécanismes difficiles à comprendre quantitativement est faible et presque toujours associée à celle de ρ^o ou de f produit au vertex bosonique.

B) DISTRIBUTION DES EVENEMENTS DANS L'E.P.L.

COMPARAISON DES VALEURS DE $|p_{//}|$ ET p_T

Comme pour les deux précédentes voies étudiées, nous utiliserons la variable γ définie en Annexe C. Nous caractérisons le spectre de γ par sa valeur moyenne MOY, sa largeur EQM, et sa valeur la plus probable PRO ; à 11,7 Gev nous trouvons :

MOY = 0,88

EQM = 0,02

PRO = 0,89

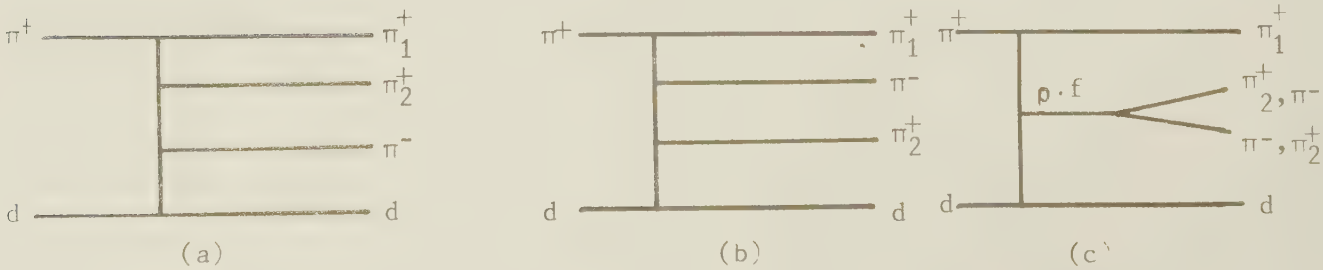
ces valeurs sont comparables à celles obtenues pour les autres canaux et montrent que pour ce canal en moyenne, $| p_{//} | \rangle\rangle p_T$.

Les analyses différentielles du spectre de γ ne montrent aucun effet notable.

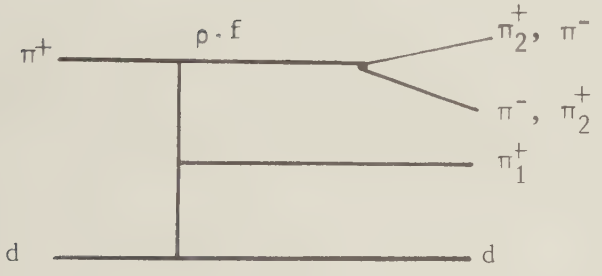
POPULATION DES EVENEMENTS DANS L'E.P.L.

Les figures 3 a - b montrent la distribution des événements dans le plan θ, φ. Nous avons opéré un choix entre les $2\pi^+$ selon le critère décrit dans l'appendice D. Les courbes tracées correspondent respectivement aux limites des régions d'ordre et de voisinage, voir l'annexe C.

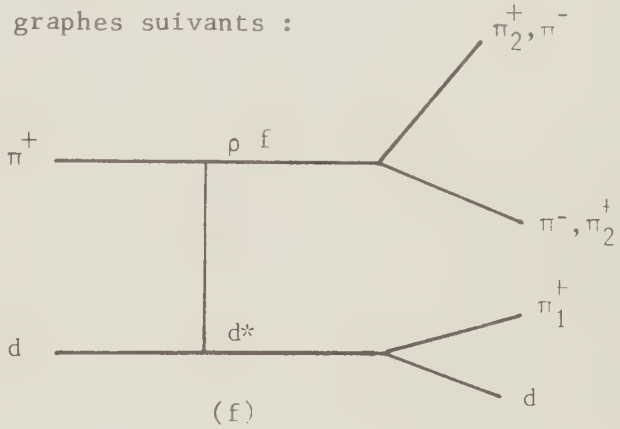
Une caractéristique très marquante est le fait que les trois pions sont groupés ($p_{i//} \rangle 0$, i mis pour les trois pions) : 78 % des événements sont situés dans le secteur v_1, les 22 % d'événements restants étant situés au voisinage des frontières de ce secteur d'avec les secteurs voisins - un tel effet est observé dans la voie $\pi^+ \pi^- \pi^o$ mais de façon moins marquante. Comme nous nous y attendons d'après la remarque ci-dessus, tous les événements sont situés dans les secteurs d'ordre 01, 05, 09, 013, 017 et 021. Nous remarquons que 75 % des événements sont groupés dans les secteurs 05, 09 et 021 et qu'en fait les événements sont proches des limites cinématiques $p_{//i} = 0$ et $p_{//i} = p_{//j}$, $i \neq j$. En particulier une forte concentration d'événements est présente pour les conditions $p_{//\pi_2^+} \simeq p_{//\pi^-} \simeq 0$; une analyse en masse montre que les secteurs 05 et 09 sont le siège de production de ρ^o et f, mais ni le d^{*++} ni le d^{*o} ne sont observés, ce qui permet de classer les événements, dans une interprétation multipériphérique, selon les 2 graphes (a) et (b). Comme il y a production de dipion le graphe (c)



résume les 2 précédents. Nous avons aussi remarqué une concentration d'événements dans le secteur 017 au voisinage de la ligne correspondant à $p_{//\pi_i^+} \simeq p_{//\pi_2^+}$. Dans cette région les spectres de masse montrent qu'il y a production de ρ° et de f ainsi que de d^{*++} ce qui nous permet d'envisager les deux graphes suivants :



(e)



(f)

pour lesquels les productions associées $d^{*++}\ \rho^\circ$, d^{*++} f sont possibles. Dans la zone 021, il n'y a production que de d^{*++}.

Négligeant la production de d^{*++}, le rapport du nombre d'événements contenus dans les zones 05 et 09 à celui des événements contenus dans la zone 017 est égal à 0,34. En d'autres termes il y a un système dipionique produit entre les 2 vertex extrêmes (graphe c) pour 3 produits au vertex bosonique (graphes e, f). Ce chiffre nous sera utile par la suite lorsque nous écrirons une amplitude susceptible de prendre compte de cette réaction.

DISTRIBUTION DES MOMENTS TRANSVERSES :

Nous avons défini le même système d'axes que celui choisi pour le canal $\pi^+ n \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ en faisant correspondre dans l'ordre les particules suivantes : $(d\ \pi_1^+\ \pi_2^+\ \pi^-)$. Sur la figure 4 sont portées les valeurs moyennes : $\langle p_{Tx} \rangle$ et $\langle p_{Ty} \rangle$ et les valeurs de la racine carrée de l'écart quadratique moyen : $\sigma_{p_{Tx}}$ et $\sigma_{p_{Ty}}$, en fonction de l'impulsion transversale du deuton.

Un fait frappant est que les valeurs moyennes selon l'axe x des trois pions sont négatives montrant que dans le plan perpendiculaire les 3 pions restent groupés et sont opposés à la cible, l'effet s'accentuant quand l'impulsion transversale du deuton augmente . En utilisant une loi de la forme (11)

Par contre $\langle p_{Ty} \rangle$ est voisin de zéro. Nous remarquons que les écarts standards des valeurs de p_T selon les directions x et y sont semblables pour chacun des 3 pions.

La dispersion des π_1^+ est plus faible que celle des π_2^+ et π^-, ce qui tend à justifier à postériori le choix fait entre les 2 π^+ : les deux pions entrant dans la combinaison de masse dipionique ont des comportements analogues entre eux et différents de ceux du π^+ n'entrant pas dans cette combinaison.

Dans le tableau IV nous donnons pour chaque particule, les valeurs de $\langle p_T \rangle$ et celles de σp_T, pour les régions significatives du plan θ, φ.

zone	$\langle p_T \rangle$				σp_T			
	d	π_1^+	π_2^+	π^-	d	π_1^+	π_2^+	π^-
Total	0,174	0,232	0,308	0,283	0,083	0,128	0,165	0,159
v 1	0,175	0,225	0,321	0,300	0,081	0,120	0,164	0,162
01	0,175	0,252	0,297	0,230	0,089	0,146	0,161	0,123
05	0,173	0,243	0,305	0,249	0,085	0,137	0,176	0,128
09	0,175	0,217	0,320	0,311	0,77	0,116	0,159	0,158
013	0,174	0,229	0,312	0,314	0,078	0,119	0,162	0,183
017	0,173	0,222	0,319	0,324	0,079	0,099	0,168	0,187
021	0,176	0,214	0,307	0,310	0,088	0,125	0,169	0,155

Tableau IV

Notons que $\langle p_T \rangle$ et σp_T sont les plus faibles pour le d, augmentent pour le π_1^+ et sont les plus élevées pour les π_2^+ et π^-. Ceci est évidemment corrélé aux valeurs de B du tableau II : $B_d \rangle B_{\pi_1^+} \rangle B_{\pi^-} \simeq B_{\pi_2^+}$. Ainsi on remarque la tendance qu'ont les π à oublier la direction du pion incident au fur et à mesure que l'on s'éloigne, dans un graphe multipériphérique, des vertex extrêmes.

CORRELATIONS ANGULAIRES ENTRE LES IMPULSIONS TRANSVERSALES

Le tableau V donne $\langle \theta ij \rangle$ la valeur moyenne des angles dans le plan perpendiculaire, que font entre elles les particules i et j, ainsi que $\sigma \theta ij$ les écarts quadratiques moyens des distributions correspondantes.

Les valeurs de $\langle \theta ij \rangle$ sont toutes supérieures à 90° montrant que les particules ont tendance, en moyenne, à être émises dans des directions opposées. Les corrélations θ_{di} entre chaque pion et le deuton sont légèrement supérieures à 90°. Notons que le d et le π_1^+ sont en moyenne plus opposés que le d et les π_2^+.

Nous remarquons que les corrélations angulaires sont plus fortes entre le π^- et le π_2^+ qu'entre le π^- et le π_1^+, les valeurs moyennes $\langle \theta ij \rangle$ sont plus grandes et les $\sigma \theta ij$ sont plus petites.

Les valeurs des paramètres changent peu dans les différents secteurs d'ordre par rapport aux valeurs correspondantes portant sur tout le lot de données. Cependant nous remarquons que les angles de corrélations sont plus grands dans les secteurs 09 et 021 pour les systèmes d π_1^+ et $\pi_2^+ \pi^-$. Ces secteurs correspondent à de fortes productions de ρ^o, f et d^{*++}.

Nous avons aussi étudié les corrélations entre le π_1^+ et le ρ et avons trouvé de faibles corrélations. Par contre entre le π_1^+ et le π_2^+ il n'y a pas de corrélation, le rapport R est quasiment nul quel que soit le secteur envisagé.

De ces résultats nous pouvons retenir que dans le plan perpendiculaire, il existe de fortes corrélations entre les deux pions : π^+ et π^- particules composant les résonances

$\langle \theta ij \rangle$ et $\sigma \theta ij$ en dégré

$d\ \pi_1^+$	$d\ \pi_2^+$	$d\ \pi^-$	$\pi_1^+\ \pi^-$	$\pi_2^+\ \pi^-$	$\pi_1^+\ \pi_2^+$	zone
107	102	98	107	134	207	Total
51	52	52	50	40	52	
108	104	96	108	126	115	01
52	54	53	47	43	49	
103	100	101	100	133	116	05
53	52	50	50	38	51	
112	100	98	102	146	108	09
49	50	49	52	32	53	
103	104	97	112	133	100	013
50	51	52	47	42	52	
99	105	97	115	133	102	017
52	51	53	49	42	48	
114	99	98	109	142	106	021
49	54	53	54	39	55	

T a b l e a u V

- sur la première ligne $\langle \theta ij \rangle$
- sur la deuxième ligne $\sigma\ \theta ij$

C) CONSERVATION DE L'HELICITE -

a - INTRODUCTION

Nous avons remarqué précédemment que pour cette voie nous pouvions considérer que le caractère dominant est l'émission de 3π au vertex supérieur, ce qui peut être interprêté en terme de dissociation diffractive du pion incident. Restant dans cette optique, il est intéressant de se rendre compte jusqu'où on peut pousser les analogies qui semblent se présenter entre la D.D. et la diffusion élastique. Si c'est le cas on doit vérifier que les mécanismes intervenant sont les mêmes ; en particulier les hélicités entre les états finaux et initiaux doivent être égales comme pour la diffusion élastique. L'étude de réaction de photoproduction du type $\gamma p \to p \rho^0$ (réf.50) montre qu'entre le γ et le ρ^0 l'hélicité est conservée dans la voie S. C'est ce qui a permis à F. Gilman et al. (réf.46) de postuler la conservation de l'hélicité dans la voie S pour les réactions produites par mécanismes de D.D. Allant plus en avant on peut se poser la question de savoir s'il existe un système dans lequel l'hélicité est conservée, ce qui permettrait d'établir des relations entre les amplitudes d'hélicité et par là diminuerait le nombre de paramètres à déterminer, ou à mesurer, afin de connaître l'amplitude décrivant le processus. C'est à cette double question que nous allons tenter de répondre dans ce paragraphe sans trop d'illusion car les résultats connus jusqu'à ce jour (réf.47) sur la conservation de l'hélicité lors de la diffraction de hadron ($\pi \to A_1$, $\pi \to A_3$, $K \to Q$, $p \to p\pi\pi$) montrent que :

1 - il n'y a pas de conservation de l'hélicité dans la voie S

2 - S'il y a conservation de l'hélicité dans la voie T, celle-ci est faible.

b - METHODE EMPLOYEE

A priori la méthode la plus simple pour étudier s'il y a conservation ou non de l'hélicité est de mesurer les paramètres ρ_{ij} de la matrice densité dans la voie choisie. Cette méthode bien que générale et suffisante en elle-même présente des difficultés dues au fait que l'on ne connaît pas avec suffisamment de précision l'état

de spin de l'objet produit dans l'état final. Une bonne étude a été faite en utilisant cette méthode dans la thèse de C. Thermes (réf. 48) et par D. Kemp et al. (réf.49).

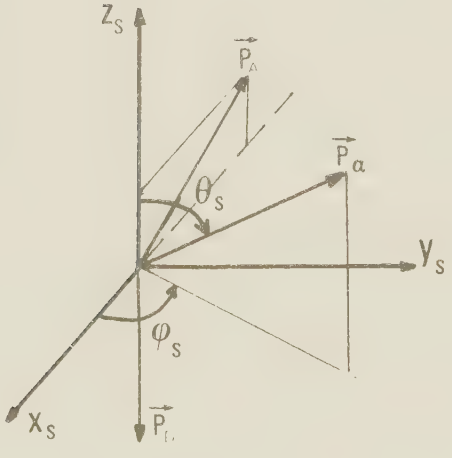
Cohen-Tannoudji et al. (réf.43) ont proposé une condition nécessaire pour la conservation de l'hélicité quelle que soit la nature (notamment le spin et la parité, il peut y avoir superposition de plusieurs états) de l'objet de l'état final du moment qu'il n'y a pas de polarisation de l'état initial. C'est ce test que nous utiliserons car l'objet : A que nous voulons étudier n'est pas encore suffisamment bien défini en spin et parité pour employer l'autre possibilité.

La condition prévoit que deux événements dont les configurations cinématiques se déduisent l'une de l'autre par une rotation autour de l'axe d'hélicité doivent avoir la même probabilité d'être observés si l'hélicité est conservée suivant cet axe.

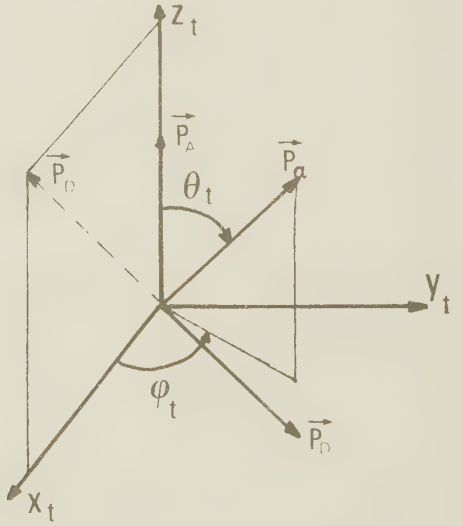
Soit la réaction $A + B \rightarrow C + D$ où A $\hookrightarrow \alpha + \beta$

est un pion d'hélicité nulle, pas de polarisation , et C se décompose en α et β, et plaçons nous dans le système du centre de masse de C.

Nous définirons les axes d'hélicité dans les voies S et T comme indiqué sur la figure ci-dessous :



voie S



voie T

φ_s est l'angle azimuthal (du π^- dans le système du CM du A_1) en prenant pour axe de polarisation un vecteur unitaire de direction opposée à celle du recul de la cible.

φ_t est l'angle azimuthal (du π^- dans le système du CM du A_1) en prenant pour axe de polarisation un vecteur unitaire situé dans la direction de la particule incidente.

c - RESULTATS OBTENUS

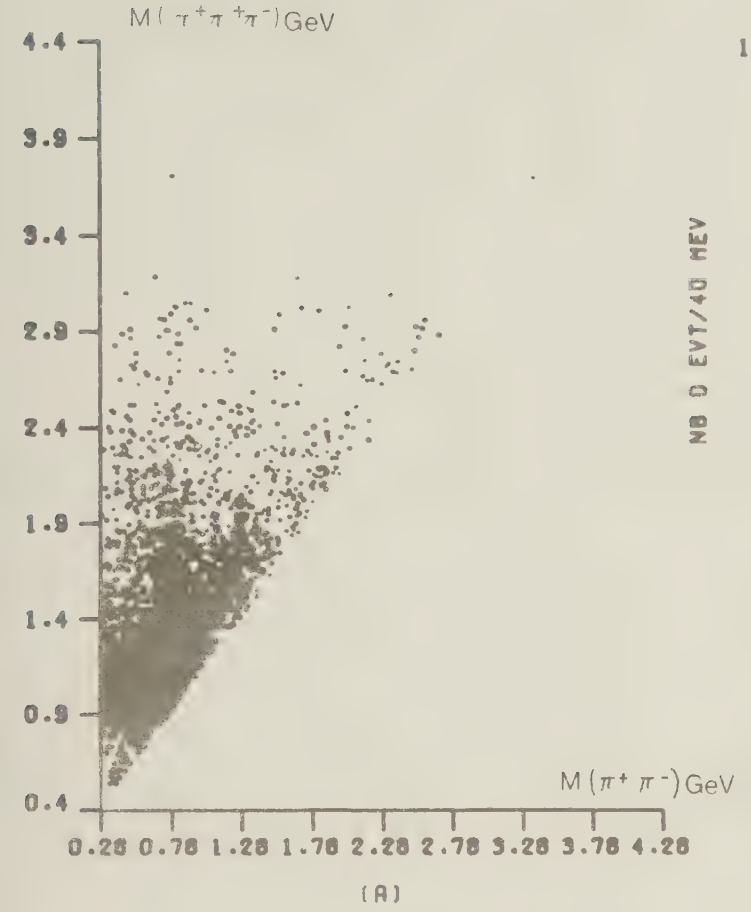
Une difficulté reste à résoudre : celle de la définition de l'objet C. S'agit-il de la bande de masse du A_1, d'une région de l'espace de phase ? La problème est complexe et selon le choix utilisé pour la définition de C on doit être prudent quant aux distorsions que l'on peut introduire dans les distributions angulaires (réf.18)

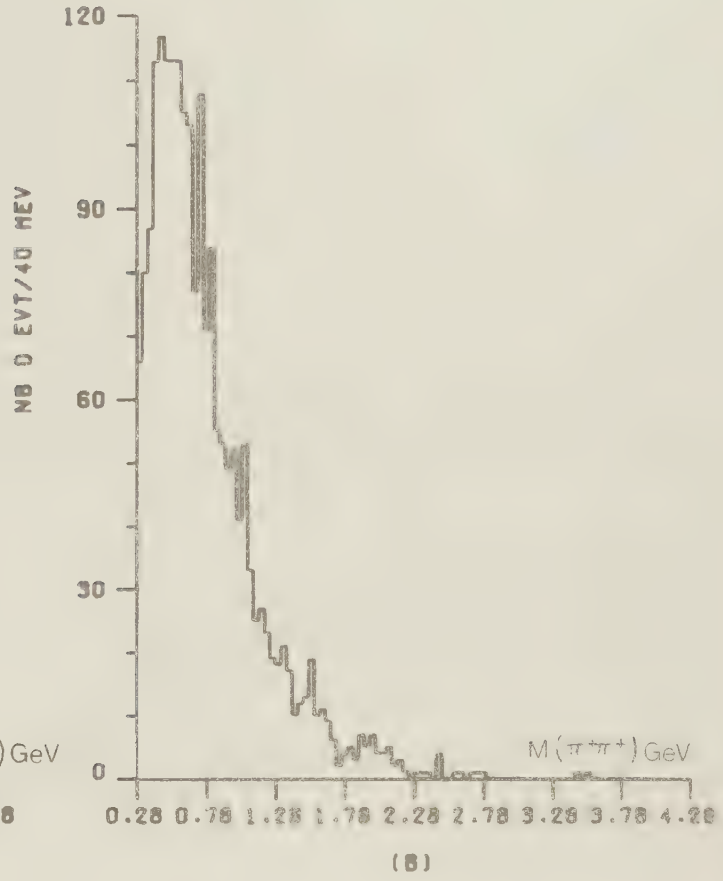
Nous pouvons remarquer sur la figure V qu'en prenant le spectre de masse total des 3 pions, il n'y a de conservation d'hélicité dans aucune des deux voies envisagées.

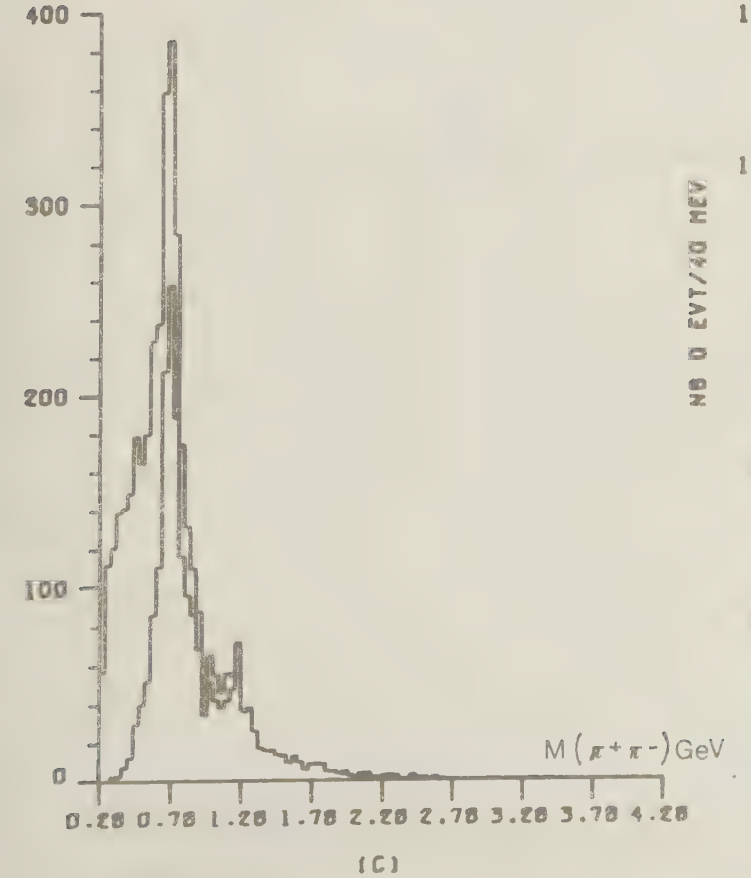
Une étude plus différentielle, par secteurs de voisinage a été faite. Les comportenents des distributions dans les voies S et T sont similaires et celles-ci sont presque plates dans les secteurs où le ρ ou le f est émis au vertex intermédiaire et le π^+ hors du ρ (du f) étant émis au vertex supérieur. Ces observations ne sont pas valables pour les autres secteurs.

On peut signaler, avec prudence, que la condition nécessaire de conservation d'hélicité est moins mal vérifiée dans la voie T que dans la voie S.

Tenant compte des effets de coupures pratiquées dans l'espace de phase longitudinal (réf.18) nous pouvons conclure que la condition nécessaire de conservation de l'hélicité n'est pas vérifiée dans les voies S et T.


M(π⁺π⁺π⁻)GeV
4.4
3.9
3.4
2.9
2.4
1.9
1.4
0.9
0.4
M(π⁺π⁻)GeV
0.28 0.78 1.28 1.78 2.28 2.78 3.28 3.78 4.28
(A)


NB D EVT/40 MEV
120
90
60
30
0
M(π⁺π⁺) GeV
0.28 0.78 1.28 1.78 2.28 2.78 3.28 3.78 4.28
(B)


400
300
200
100
0
M(π⁺π⁻)GeV
0.28 0.78 1.28 1.78 2.28 2.78 3.28 3.78 4.28
(C)

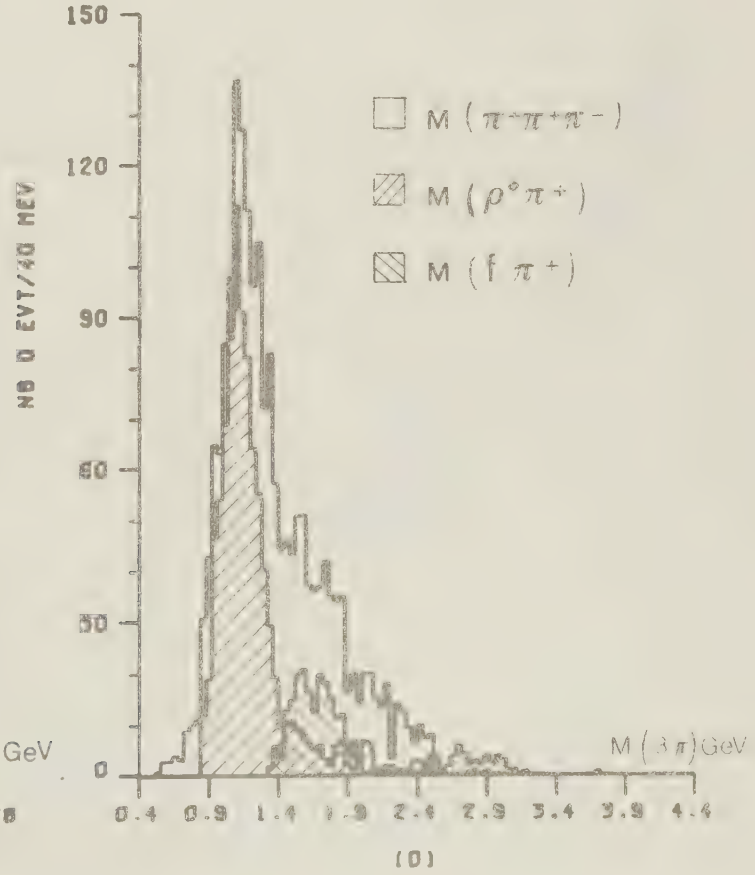
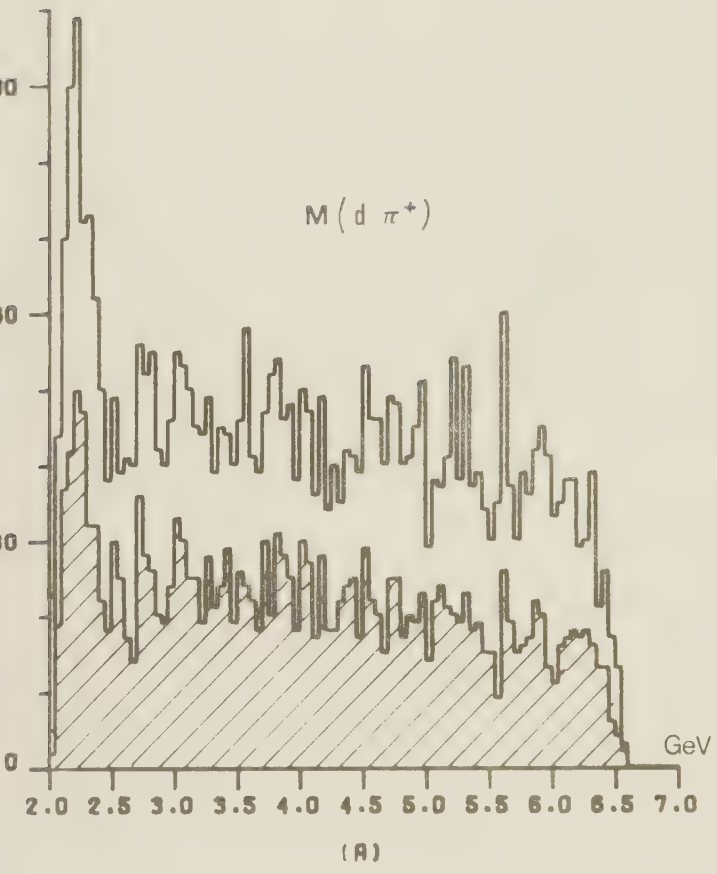
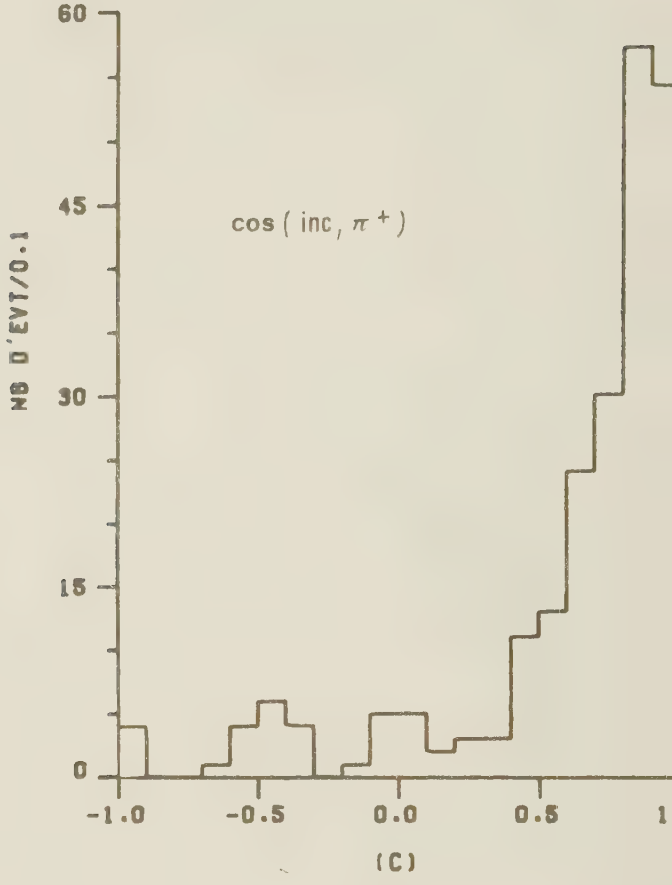
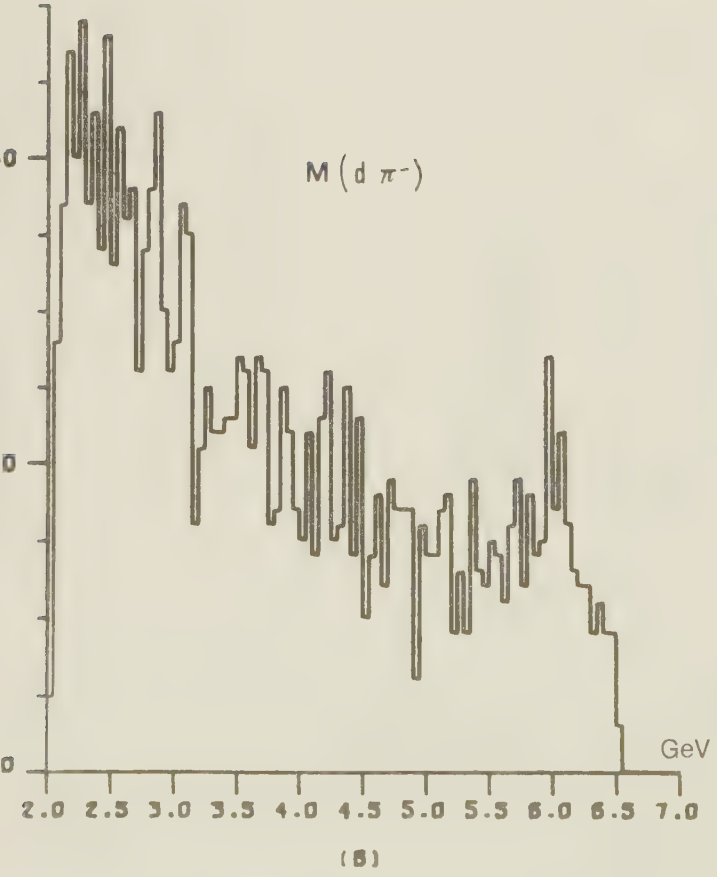

NB D EVT/40 MEV
150
120
90
60
30
0
M(π⁻π⁺π⁻)
M(ρ°π⁺)
M(f π⁺)
M(3π)GeV
0.4 0.9 1.4 1.9 2.4 2.9 3.4 3.9 4.4
(D)

FIGURE 1


M (d π⁺)
GeV
2.0 2.5 3.0 3.5 4.0 4.5 5.0 5.5 6.0 6.5 7.0
(A)


cos (inc, π⁺)
NB D'EVT/0.1
60
45
30
15
0
-1.0 -0.5 0.0 0.5
(C)


M (d π⁻)
GeV
2.0 2.5 3.0 3.5 4.0 4.5 5.0 5.5 6.0 6.5 7.0
(B)

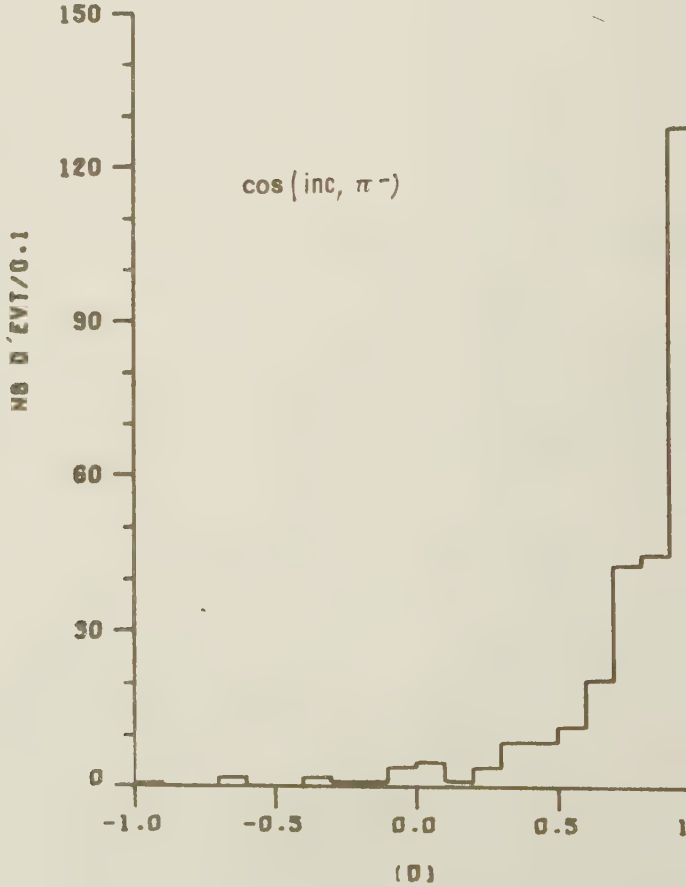

cos (inc, π⁻)
NB D'EVT/0.1
150
120
90
60
30
0
-1.0 -0.5 0.0 0.5
(D)

FIGURE 2.

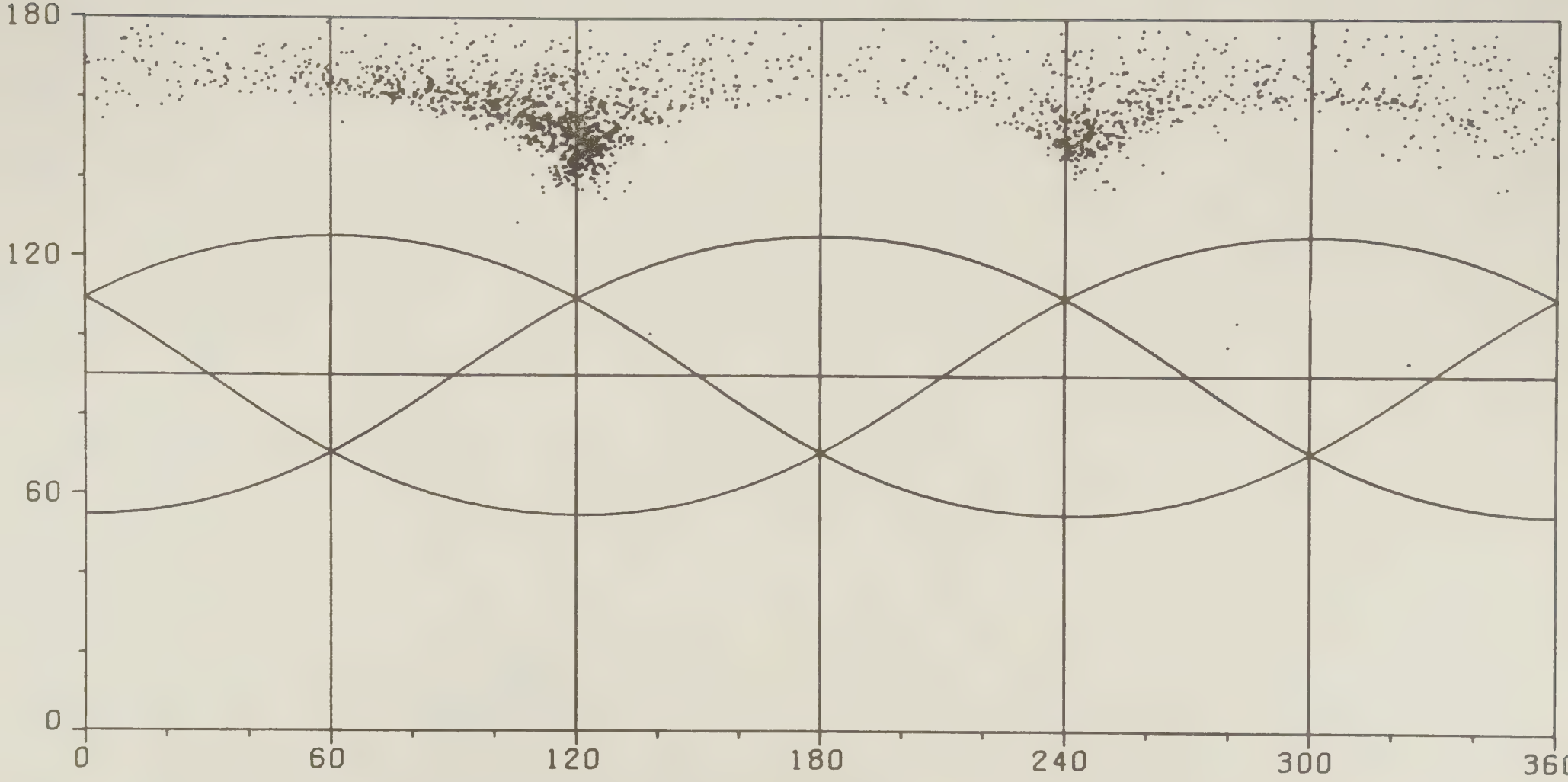


FIGURE III-a.

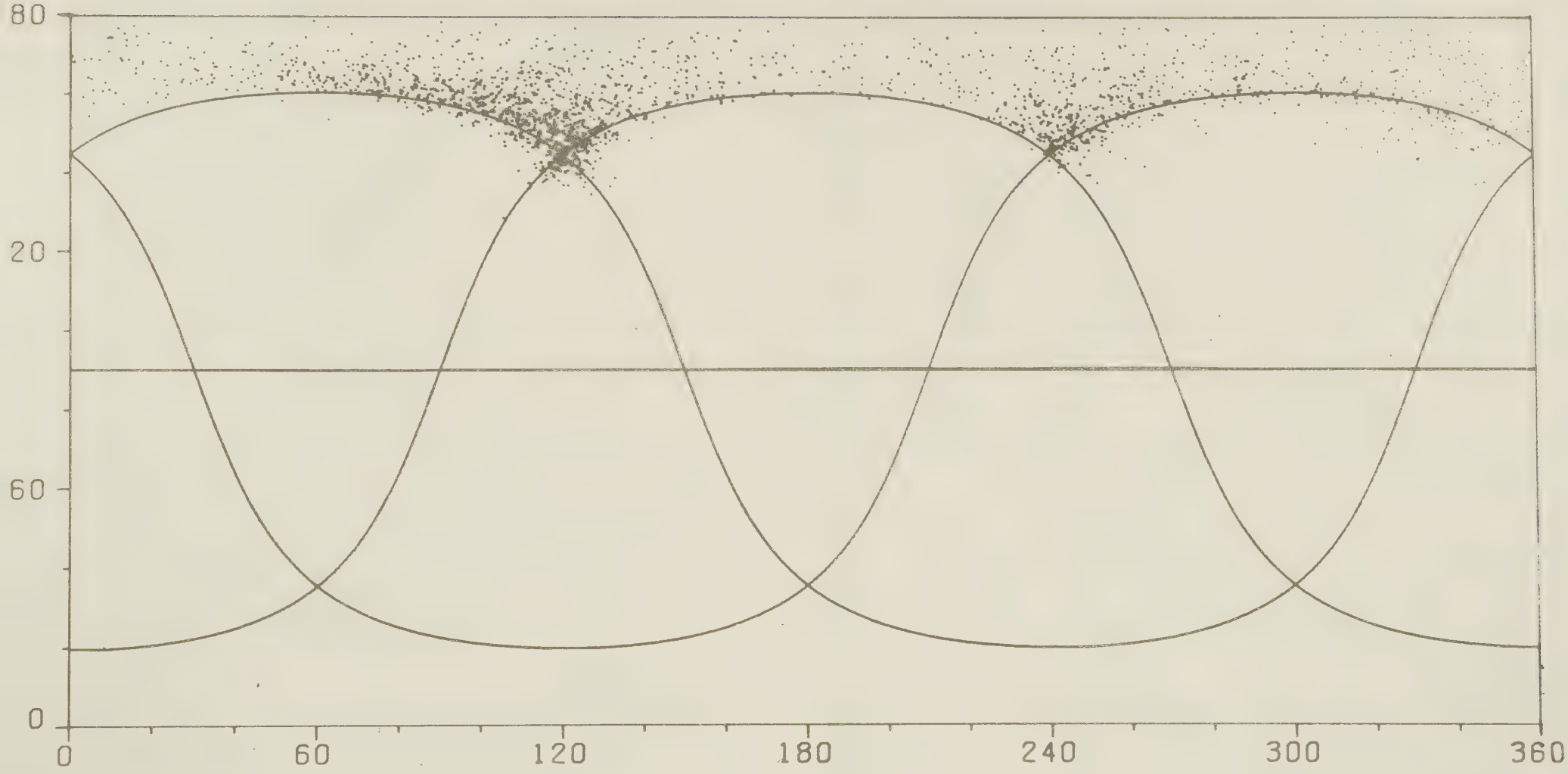
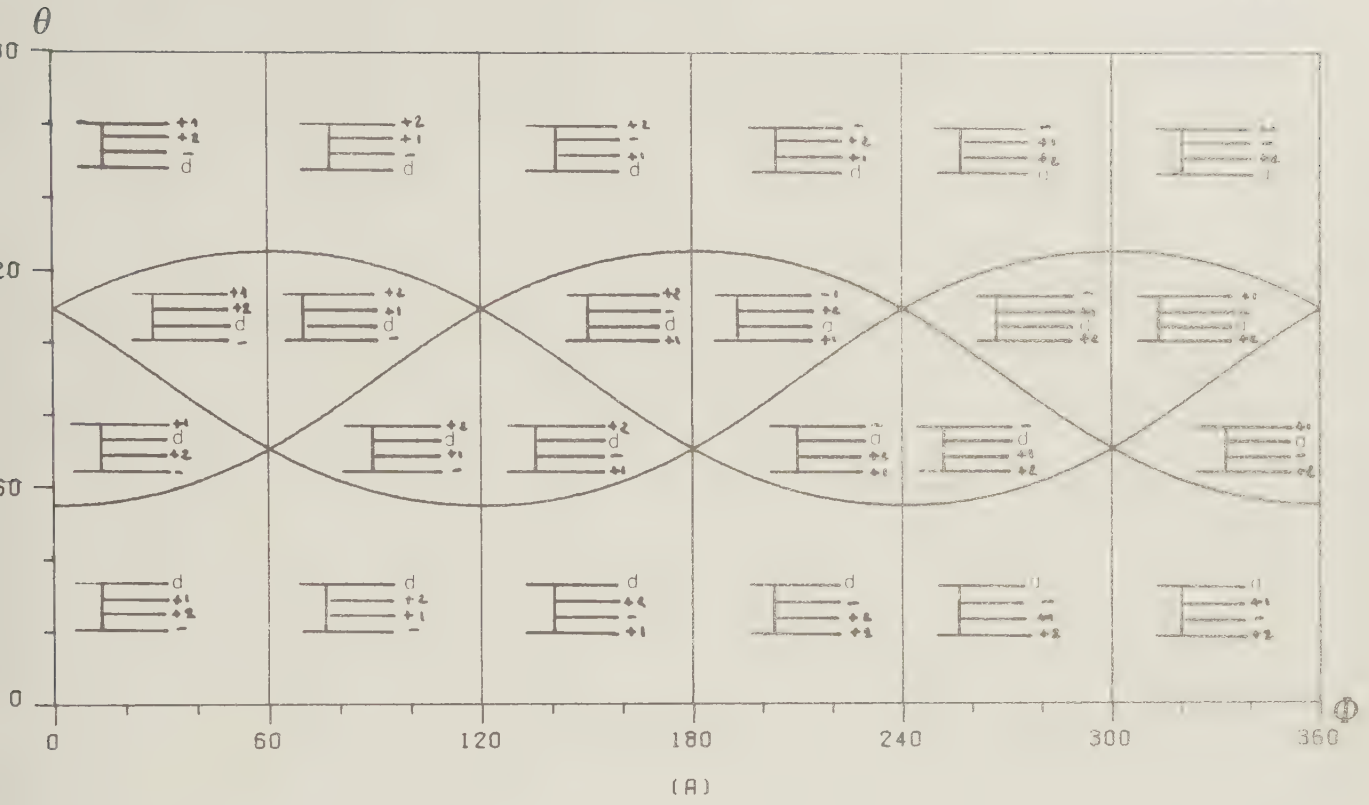


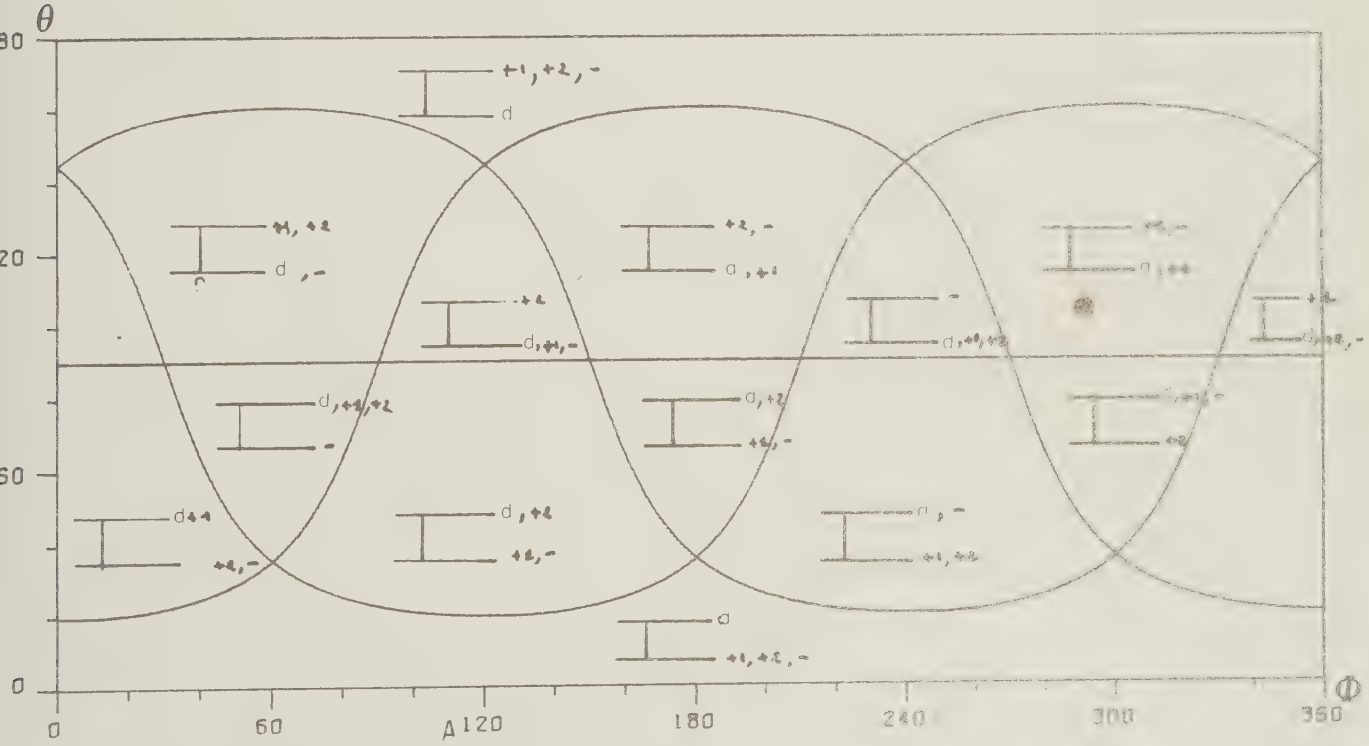
FIGURE II.b.

$\Pi^+ d \rightarrow d \Pi_1^+ \Pi_2^+ \Pi^-$



(A)

Ordre

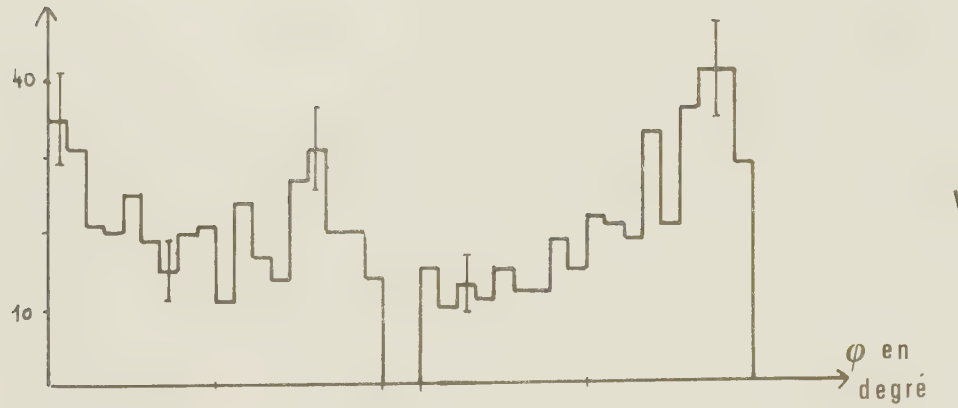


(B)

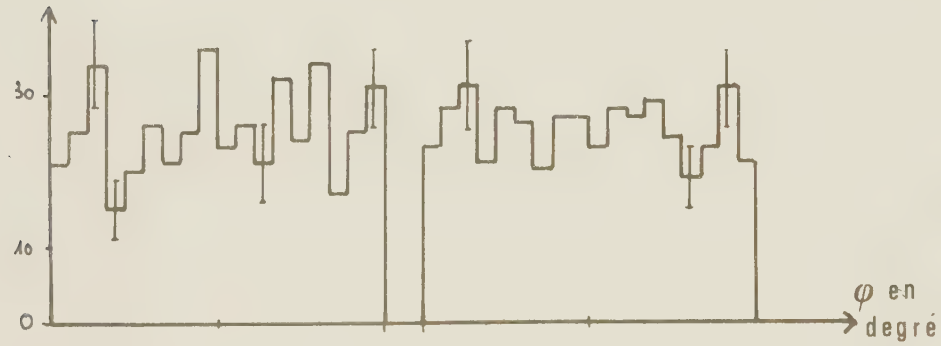
Voisinage

FIGURE 4

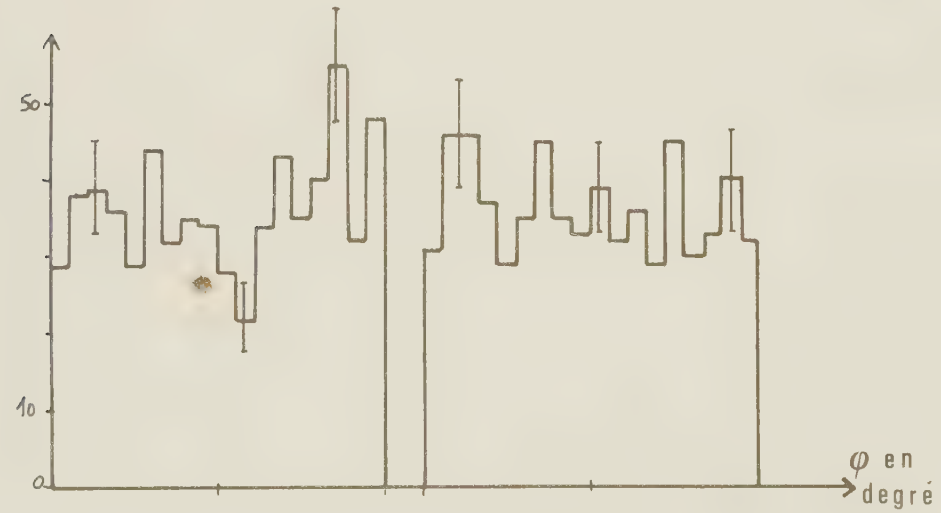
Figure V



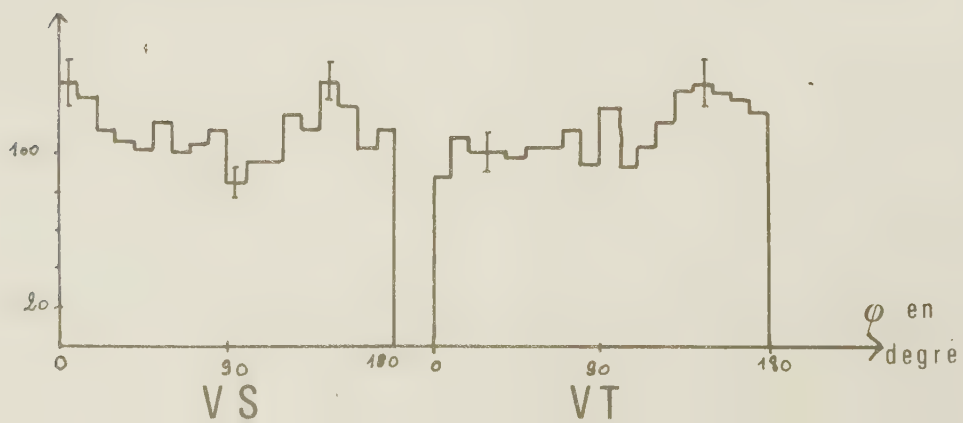
V17



V9



V5



TOTAL

14 - a - Dao - Hadous - Pless - Singer - Data analysis PEPR - programming note Physics n° 101.
b - Brau et al. PRL 27 - 1481 - (1971)

15 - T. Friedman et al. PRL - 28 - 191 - (1972)

16 - Kajantee et Tuominiemi - Prétirage Université d'Helsinsky n°27 - 71

17 - E.L. Berger PR - 166 - 1525 - (1969)

18 - a - G. Plant et J.L. Meunier - Prétirage Nice - N Th 71/7
b - G. Plant - Thèse - Nice 1972

19 - Deck PRL 13 - 169 - (1964)

20 - Bing Lin Young et al. - PRD - 3 - 2801 - (1971)

21 - S.R. Deans et al. - P.N. 1 - 446 - (1971)

22 - Dolen - Horn - Schmid - PR - 166 - 1768 - (1968)

23 - Barrier - Thèse - Orsay -(1967)

24 - Chew et Pignotti PRL - 20 - 1078 - (1968)

25 - Prétirage University College - Londres - Juillet (1969)

27 - Cohen et al. a - U.R. 3065 - 372 prétirage
b - PRL 28 - 1601 - (1972)

28 - Durusoy Communication privée - expérience $\pi^- d \rightarrow p_s\, p \pi^- \pi^- \pi^0$ à 9 Gev

29 - C. Michael - XVIth International Conference on High Energy Physics vol. 3 p. 165

30 - G. Ascoli XVIth International Conference on High Energy Physics, vol. 1 p.3

31 - E.L. Berger et Krzywicki PL 36 B - 380 - (1971)

32 - a - J.A. Gaidos et al. PR - D2 - 1226 - (1970)
b - J.W. Lamsa et al. PR - DI - 3091 - (1970)
c - J.A. Gaidos et al. NP - B 23 - 84 - (1970)
d - C.Y. Chien et al. PN (1971)

33 - Akarlof et al. rapport n° 370 présenté à Aix-en-Provence (1973)

34 - M. Banner et al. PL - 41 B - 547 - (1972)

35 - N. Armenise et al. NC - 65 A - 637 - (1970)
NC - 54 A - 999 (1968)

NOTES ET REFERENCES DE LA TROISIEME PARTIE

1 - On peut se reporter par exemple aux comptes rendus des dernières conférences :

. Proceedings of the XIIIth International conference on High Energy Physics, Berkeley 1966

. Proceedings of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, M. Filthuth Editor - Heidelberg 1967

. XIVth International Conference on High Energy Physics, J. Prentki - J. Steinberger Editor - Vienne 1968

. Proceedings of the Lund International Conference on Elementary Particles, G. Von Dardel Editor - Lund 1969

. XVth International Conference on High Energy Physics - Kiev 1970

2 - a - Feynman PRL - 23 - 1415 - (1969)
b - Benecke, Chou, Yang, Yen PR - 188 - 2159 - (1969)

3 - D.R.O. Morrison NP - B 25 - 605 - (1971)

4 - L. Van-Hove a - NP - B9 - 331 - (1969)
b - PL - 28 B - 429 - (1969)
c - Physics Report 1 - 347 - (1971)

5 - Good & Walker P.R 120 - 1857 - (1960)

6 - a - Gribov Yadernaya Fizika 5 - 197 - (1967)
b - D.R.O. Morrison PR - 165 - 1695 - (1968)

7 - Froggatt et Ranft P R L 23 - 943 - (1969)

8 - E.L. Berger Contribution n° 22 à la conférence de Batavia (1972)

9 - Frampton et Törnqvist CERN - TH - 1457

10 - D.R.O. Morrison CERN/D Ph II/ Phys 71-10

11 - Cohen-Tannoudji et al. NP - B 37 - 77 - (1972)

12 - Rinaudo et al. NC - 10 A - 1 - (1972)

13 - CERN / D Ph II / Phys 1972

36 - Bari - Bologne - Florence Collaboration NCL (1971)

37 - J. Huc - Thèse - Paris (1972)

38 - D.W.G.S. LEITH SLAC - PUB - 1141 - (1972)

39 - A. Ferrando et al. CERN/ D Ph II / Phys 73 - 29

40 - a - Beaupre et al NP - B 47 - 51 - (1972)
b - A B B C C H L V Collaboration PL - 34 B - 160 - (1971)

41 - Quinquard - Thèse - Paris 1968

42 - E. Yen et E.L. Berger PRL 24 - 695 - (1970)

43 - C. Cohen-Tannoudji, J.M. Drouffe, P. Moussa, R. Peschanski
PL 33 B - 183 - (1970)

44 - a - B. Eisenstein, H. Gordon PR - D1 - 841 - (1970)
b - A. Forino et al. PL - 11 - 347 - (1964)
c - J.S. Danburg UCRL 19275

45 - Collaboration Durham - Gênes - Milan - Paris (E.P. - LPNHE)
Conférence de Trieste 1970

46 F. Gilman PL - 31 B - 387 - (1970)

47 - a - N P - B 50 - 157 - (1972)
b - J.W. Lamsa et al. NP B 41 - 388 - (1972)
c - N. Armenise et al. LNC - 4 - 201 - (1972)

48 - C. Thermes - Thèse - Paris 1971

49 - D. Kemp et al. LNC 2 - 471 - (1971)

50 - Ballam et al. PRL 24 - 960 - (1970)

A N N E X E A

COLLISION HADRON-DEUTERON A HAUTE ENERGIE

Le principe a été formulé par Glauber (réf. 6-d) qui a généralisé la théorie classique de la diffraction de Fraunhofer Pour les processus à haute énergie on peut se placer dans l'approximation eikonale.

L'approximation eikonale

Soit la diffusion à deux corps, à haute énergie. Plaçons nous dans le référentiel du système du centre de masse des deux particules, soit $\vec{r}$ leur position relative de $\vec{k}_i$, $\vec{k}_f$ leur moment relatif avant et après la collision. Soit $\hat{k}_i$ le vecteur unitaire à partir duquel nous repérons l'angle de diffusion; l'amplitude de diffusion élastique s'écrit :

$$f(\theta,\varphi) = \frac{1}{2ik_i} \sum_{\ell=o}^{\sim}{}' \sum_{m=-\ell}^{\ell}{}' (2\ell+1)\,(S_{\ell m} - \delta_{mo})\, Y_\ell^m(\theta,\varphi)$$

où $S_{\ell m}$ sont les éléments de la matrice S dans la représentation du moment angulaire.

Décomposons $\vec{r} = \vec{b} + s\,\hat{k}_i$, b est la paramètre d'impact ($b \approx \frac{1}{k}(\ell + \frac{1}{2})^*$). Comme nous sommes à haute énergie, de nombreuses ondes partielles interviennent, on peut remplacer la somme ℓ par une intégrale sur b. L'approximation eikonale consiste à remarquer que nous sommes à haute énergie, alors l'angle polaire de la diffusion est petit, ainsi on peut négliger la composante longitudinale du moment de transfert, l'amplitude s'écrit :

$$f(\theta,\varphi) = \frac{ik_i}{2\pi} \int d^2\vec{b}\; e^{i\vec{q}.\vec{b}} \left[1 - e^{i\chi(\vec{b})}\right]$$

où $\vec{q} \quad \vec{k}_i - \vec{k}_f$ et $\chi(\vec{b})$ est la fonction de déphasage. Posons

$\Gamma(\vec{b}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b})}$ alors nous pouvons écrire

$$F_{fi}(\vec{q},\omega) = \frac{ik_i}{2\pi} \int d^2\vec{b}\; e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}}\; I(\vec{b}) \qquad (a)$$

Etudions la diffusion sur le deutérium

Soit $\vec{r} = \vec{b} + s\,\hat{k}_i$ les coordonnées de la particule incidente (avec les mêmes notations que précédemment) et $\vec{r}_j = \vec{b}_j + s_j\hat{k}_i$ ($j = 1,2$) celles des deux nucléons constituant le deuton. Soit $|i\rangle$ l'état initial du deuton et $|f\rangle$ l'état final du système des deux nucléons, en nous plaçant dans l'approximation de CHEW (réf. 6e) [le temps d'interaction est petit devant la période d'oscillation du système des deux nucléons], l'amplitude devient :

$$F_{fi} = \frac{ik_i}{2\pi} \langle f \left| \int d^2\vec{b}\; e^{i\vec{q}.\vec{b}} \left[1 - e^{i\chi_{tot}(\vec{b},\vec{r}_1,\vec{r}_2)}\right] \right| i\rangle$$

avec

$$\chi_{tot}(\vec{b}, \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \chi_n(\vec{b} - \vec{b}_1) + \chi_p(\vec{b} - \vec{b}_2) \qquad (b)$$

qui est la somme des déphasages provenant des deux nucléons constituant la cible. L'additivité des déphasages dans (b) n'est possible que si :

- nous sommes dans les conditions de validité de l'approximation eikonale,
- nous négligeons les interactions à trois corps et plus
- nous ne tenons pas compte du mouvement interne de la cible lors de l'interaction.

D'autre part pour que l'expression de F_{fi} soit valable, il faut que l'énergie transférée soit faible devant l'énergie de la particule incidente.

Soit $\vec{u}$ la projection sur le plan du paramètre d'impact du vecteur représentant la position relative des nucléons dans le noyau

$$\vec{u} = -2\vec{b}_1 = 2\vec{b}_2$$

posons $\Gamma_{tot} = 1 - e^{i\chi_{tot}}$, $\Gamma_n = 1 - e^{i\chi_n}$, $\Gamma_p = 1 - e^{i\chi_p}$

alors $\Gamma_{tot} = \Gamma_n (\vec{b} - \frac{1}{2}\vec{u}) + \Gamma_p (\vec{b} + \frac{1}{2}\vec{u}) - \Gamma_n (\vec{b} - \frac{1}{2}\vec{u})\, \Gamma_p (\vec{b} + \frac{1}{2}\vec{u})$

cette expression s'interprète facilement en terme de simple et double diffusion. En effet considérons la transformée de Fourier à deux dimensions de (b)

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2i\pi k_i} \int d^2\vec{q}\; e^{-i\vec{q}.\vec{b}}\, f(\vec{q})$$

alors

$$F_{fi} = \langle f \mid \{ e^{i\frac{1}{2}\vec{q}.\vec{u}} f_n(\vec{q}) + e^{-i\frac{1}{2}\vec{q}.\vec{u}} f_p(\vec{q}) + \frac{i}{2\pi k_i} \int d^2\vec{q}'\; e^{i\vec{q}'.\vec{u}}$$

$$f_n(\vec{q}' + \frac{1}{2}\vec{q})\, f_p(-\vec{q}' + \frac{1}{2}\vec{q}) \} \mid i\rangle \qquad (c)$$

sur cette expression nous reconnaissons la simple diffusion pour chacun des deux premiers termes, le troisième terme décrit un processus de double diffusion.

Section efficace sur le deutérium

Employons le théorème optique

$$\sigma_d^{tot} = \frac{4\pi}{k_i} \mathrm{Im}\, F_{ii}$$

l'expression (c) donne

$$\sigma_d^{tot} = \sigma_n^{tot} + \sigma_p^{tot} - \delta\sigma$$

avec

$$\delta\sigma = -\frac{2}{k^2} \int \phi(\vec{q})\, \mathrm{Re}\left[f_n(\vec{q})\, f_p(-\vec{q}) \right] d^2\vec{q}$$

où $\phi(\vec{q})$ est la fonction d'onde du deuton dans l'espace des impulsions.

Remarquons que la distance internucléonique est grande devant la partie de l'interaction hadron-nucléon, alors $\delta\sigma$ peut

être approximé par :

$$\delta\sigma \simeq -\frac{4\pi}{k^2} \, \mathrm{Re}\left[f_n(o) \, f_p(o) \right] \langle r_d^{-2} \rangle$$

où $\langle r_d^{-2} \rangle$ est la valeur moyenne du carré de l'inverse de la distance internucléonique

$$\delta\sigma \simeq -\frac{4\pi}{k^2} \, \sigma_n^{tot} \, \sigma_p^{tot} \langle r_d^{-2} \rangle$$

Ainsi la section efficace totale sur deutérium doit être inférieure à la somme des sections efficaces totales sur neutron et proton

---

* Nous posons $\hbar = 1$

A N N E X E B

PROPRIETES MATHEMATIQUES DE L'ESTIMATEUR Δ

Lorsqu'une variable ne sera pas définie dans cette annexe, nous considérerons la signification qui lui a été donnée dans dans le texte (Deuxième partie B.1).

Pour la réaction (1) (page II.23), la masse manquante carrée s'écrit

$$MM^2 = E_m^2 - P_m^2$$

$$= \left(\sqrt{P_{inc}^2 + m^2} + M_d - \sum_i \sqrt{\vec{P}_i^2 + m_i^2} \right)^2 - \left(\vec{P}_{inc} - \sum_i \vec{P}_i \right)^2 \qquad (1)$$

où m est la masse de la particule incidente, M_d la masse de la cible l'indice inc est relatif à la particule incidente, l'indice i aux particules secondaires mesurées, l'estimateur Δ s'écrit :

$$\Delta = E_m - \sqrt{P_m^2 + M^2} \qquad (2)$$

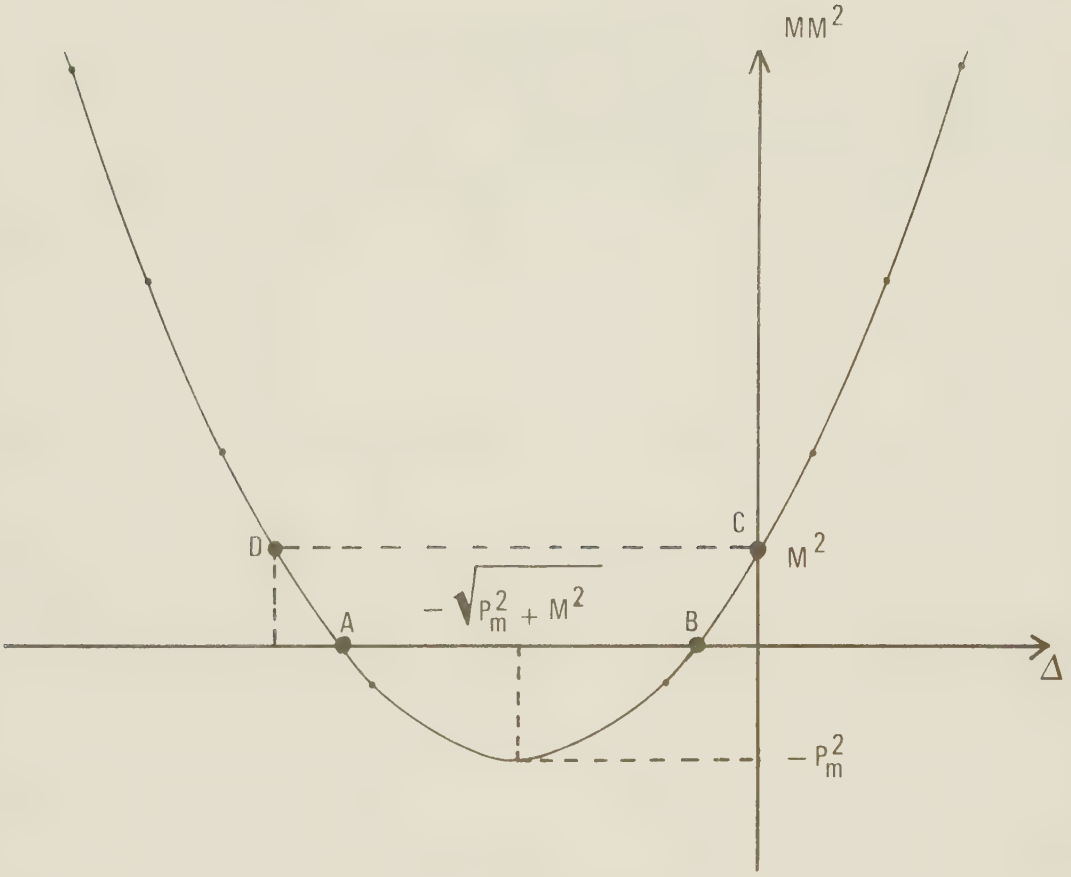
$$= \sqrt{P_{inc}^2 + m^2} + M_d - \sqrt{\left(\vec{P}_{inc} - \sum_i \vec{P}_i \right)^2 + M^2} \qquad (3)$$

Relations entre Δ et MM^2

Combinant les équation (1), (2) et (3) nous obtenons la relation du second degré entre Δ et MM^2

$$\Delta^2 + 2\,\Delta \sqrt{P_m^2 + m^2} + (m^2 - MM^2) = 0 \qquad (4)$$

La figure ci-dessous montre la variation de MM^2 en fonction de Δ pour P_m fixé



Résolvant (4) et remplaçant Δ par son expression dans (2) on trouve

$$Em = \pm \sqrt{MM^2 + P_m^2}$$

$$\Delta = -\sqrt{P_m^2 + M^2} \pm \sqrt{P_m^2 + MM^2} \qquad (5)$$

Nous remarquons que $E_m < 0$ entraîne $\Delta < 0$, par contre $Em > 0$ n'entraine pas obligatoirement $\Delta > 0$, cependant si nous avons considéré la bonne hypothèse ($MM^2 \simeq M^2$), $\Delta \simeq 0$. Ainsi lorsque la bonne hypothèse est retenue les valeurs possibles de Δ sont :

$$\Delta \simeq 0$$

$$\Delta \simeq -2\sqrt{P_m^2 + M^2} \simeq -2\sqrt{P_m^2 + MM^2} \qquad (6)$$

ce sont les coordonnées respectives des points C et D de la figure ci-dessus.

Remarquons que les valeurs de E_m négatives ne sont possibles, dans les limites des erreurs calculées sur les grandeurs, que pour les événements à 4 contraintes. Ce qui explique la différence de comportement de Δ, observée expérimentalement, pour les événements à 4 contraintes et ceux à 1 contrainte.

P_m étant un paramètre, nous pouvons le faire varier et étudier le comportement de Δ en fonction de P_m d'après les expressions (6) ci-dessus. En fait il est plus intéressant d'étudier Δ en fonction de $-2\sqrt{P_m^2 + M^2}$. En ce cas nous nous attendons à trouver des événements répartis dans deux bandes : l'une centrée au voisinage de $\Delta \simeq 0$, quel que soit P_m, l'autre chevauchant la ligne $\Delta = -2\sqrt{P_m^2 + M^2}$ Ainsi la variable qu'il sera intéressant d'étudier est Δ' que nous définissons de la manière suivante :

$$\Delta' = \begin{cases} \Delta & \text{si } Em > 0 \\ \Delta - 2\sqrt{P_m^2 + M^2} & \text{si } Em < 0 \end{cases}$$

c'est ce que nous avons fait, mais cela n'a pas été précisé dans le texte, lorsque nous avons défini $\epsilon = \frac{\Delta}{\delta\Delta}$ il faut entendre $\epsilon' = \frac{\Delta'}{\delta\Delta'}$,

Comportement de Δ

Considérons une réaction à 4 contraintes ($M = 0$) pour simplifier le raisonnement supposons que seulement une trace est mal mesurée soit

E_e , $(\vec{P}_e)$	l'énergie (l'impulsion) exacte de la trace mal mesurée
$\vec{p}$, m	l'impulsion mesurée et la masse de la trace mal mesurée

$\vec{q} = \vec{P}_e - \vec{P}$ représente l'écart de la valeur mesurée à la valeur exacte

dans ces conditions Δ s'écrit :

$$\Delta = E_e - \sqrt{(\vec{P}_e + \vec{q})^2 + m^2} - |\vec{q}|$$

supposons $|\vec{q}| \ll |\vec{P}_e|$ et $|P_e| \simeq E_e$

alors $$\Delta \simeq \frac{1}{2} \frac{q^2}{E_e} - |\vec{q}|$$

si nous supposons $|\vec{q}|$ distribué suivant une loi de gauss, de variance σ^2, nous obtenons pour la valeur moyenne ($\bar{\Delta}$) de Δ

$$\bar{\Delta} = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{E_e} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sigma$$

et l'écart σ_Δ sur Δ a pour expression

$$\sigma_\Delta = \sqrt{\frac{\sigma^4}{2E_e^2} - \frac{1}{E_e} \left(\frac{1}{\pi} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \right) \sigma^3}$$

Considérons maintenant une réaction à 1 contrainte de même que précédemment, supposons que seulement une trace est mal mesurée, soit :

ϵ l'énergie exacte de la particule mal mesurée et μ sa masse

η l'énergie exacte de la particule manquante et M sa masse

E, $(\vec{P})$ l'énergie (l'impulsion) de la particule mesurée

E_e, $(\vec{P}_e)$ les valeurs exactes de la somme des énergies (impulsions) de la particule mal mesurée et de la particule manquante

$\vec{P}_m$ est l'impulsion exacte de la particule mal mesurée, nous définissons $\vec{q} = \vec{p} - \vec{P}_m$

alors Δ s'écrit :

$$\Delta = E_e - E - \sqrt{(\vec{P}_e - \vec{P})^2 + M^2}$$

soit en fonction de ϵ, η, $\vec{q}$ et $\vec{P}_m$

$$\Delta = \epsilon + \eta - \sqrt{\epsilon^2 + q^2 + 2\vec{P}_m \cdot \vec{q}} - \sqrt{\eta^2 + q^2 - 2\vec{q} \cdot (\vec{P}_e - \vec{P}_m)}$$

faisons les approximations vraisemblables suivantes :

$q \ll \epsilon$ et η

q, P_e et P_m sont sensiblement dirigés dans la même direction

$$\left|\vec{P}_m\right| - \epsilon$$

$$\left|\vec{P}_e - \vec{P}_m\right| \simeq \eta$$

alors Δ peut s'écrire

$$\Delta \simeq \frac{q^2}{2}\left(\frac{1}{\epsilon} + \frac{1}{\eta}\right)$$

si nous supposons q distribué selon une loi de gauss de valeur moyenne 0 et d'écart σ; alors la valeur moyenne $\bar{\Delta}$ de Δ s'écrit

$$\bar{\Delta} = \frac{\sigma^2}{2}\left(\frac{1}{\epsilon} + \frac{1}{\eta}\right)$$

et l'écart σ_Δ sur Δ a pour expression

$$\sigma_\Delta = \sqrt{2}\ \bar{\Delta}$$

Remarquons que la distribution de Δ n'est gaussienne ni pour les 4 contraintes, ni pour les 1 contrainte ; d'autre part afin que nos résultats aient plus de sens, il faudrait moyenner sur tout le spectre possible de E_e pour les 4 contraintes et ϵ et η pour les 1 contrainte, néanmoins, nous pouvons considérer valables les quelques conclusions qualitatives tirées dans la deuxième partie.

Essayons de nous rendre compte de l'ordre de grandeur des variables étudiées. Supposons que la valeur exacte de l'impulsion de la trace mal mesurée soit de 5 GeV et que l'écart moyen sur cette valeur soit de 5 % soit σ = 250 MeV (ce qui correspond au maximum de ce que nous avons accepté pour nos résultats expérimentaux), nous obtenons :

cas des 4 contraintes : $\bar{\Delta}_4 = -240$ MeV, $\sigma_{\Delta 4} = 60$ MeV

cas des 1 contrainte : en prenant $\left|\vec{P}_e - \vec{P}_m\right| \simeq 1$ GeV

$\bar{\Delta}_1 = 40$ MeV, $\sigma_{\Delta 1} = 30$ MeV

En comparant les résultats à 4 contraintes et 1 contrainte, nous voyons que la séparation en Δ est très nette entre les deux hypothèses au moins lorsque une trace est mal mesurée.

A N N E X E C

Il est bien connu, de résultat expérimental, que l'espace de phase est loin d'être " régulièrement " peuplé. Souvent, en première approximation, on peut même considérer que certaines variables sont nulles tellement elles sont, en moyenne, petites devant les autres. En ce cas, il est intéressant de choisir un ensemble de variables rendant mieux compte des régions les plus peuplées.

Considérons la réaction, dans laquelle toutes les particules (masse et impulsion) sont connues :

$$P + C \rightarrow a_1 + \ldots\ldots + a_i + \ldots\ldots + a_n \qquad (1)$$

où a_i représente la $i^{ème}$ particule et n est le nombre total de particules. Dans le cas où ni P, ni C ne sont polarisés, un événement de l'espace de phase est représenté par 3 n-5 variables indépendantes.

Nous nous plaçons dans le cas extrême où :

$$\begin{aligned} &i - \quad P_{Ti} = 0 \qquad \text{pour chaque particule} \\ &ii - \quad m_i \ll |p_{//i}| \end{aligned} \qquad (2)$$

Plaçons nous dans le système du C M de la réaction
Les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\sum_{i=1}^{n} p_{//i} = 0 \qquad (3 - a)$$

$$\sum_{i=1}^{n} \vec{r}_i = 0 \qquad (3 - b)$$

$$\sum_{i=1}^{n} (p_{//i}^2 + \vec{r}_i^{\,2} + m_i^2)^{\frac{1}{2}} = s^{\frac{1}{2}} \qquad (3 - c)$$

deviennent moyennant les hypothèses (2) :

$$\sum_{i=1}^{n} p_{//i} \simeq 0$$

$$\sum_{i=1}^{n} |p_{//i}| \simeq s^{\frac{1}{2}} \qquad (3-d)$$

Définissons Q :

$$Q = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} |p_{//i}| \qquad (3-e)$$

Un événement maintenant est représenté par un point ayant pour coordonnées cartésiennes $(p_{//1}, p_{//2}, \ldots\ldots, p_{//n})$ dans l'espace S_n de dimension n :

S_n est l'espace de phase longitudinale E.P.L.

L'équation 3-a introduit une relation entre les n variables longitudinales et il suffit en fait de n-1 variables indépendantes pour représenter un point de S_n, on définit ainsi un hyperplan L_{n-1} de dimension n-1. La relation 3-c introduit une contrainte supplémentaire qui limite la région d'espace de phase à un polyèdre H_{n-2} de dimension n-2. Dans le cas où pour chaque particule $p_{Ti} \ll |p_{//i}|$, les points sont situés au voisinage des faces du polyèdre H_{n-2}, ces faces sont définies par les hyperplans K_{n-2} définis par $|p_{Ti}| = 0$ pour tout i.

Par exemple dans le cas de trois particules dans l'état final (n = 3), H_{n-2} se réduit à une ligne fermée composée de 6 secteurs, chaque secteur, de dimension 1, correspond à une classification des $p_{//i}$ entre eux, voir la figure 1. Pour repérer un point il suffit d'une seule variable, c'est l'angle ω, voir définition paragraphe C.4.

a - Variables Cartésiennes

Afin de pouvoir comparer plus facilement les données provenant d'expériences faites à différentes énergies il est intéressant d'utiliser les variables réduites introduites par Feynman :

$$x_i = \frac{2\,p_{//i}}{s^{\frac{1}{2}}} \simeq \frac{p_{//i}}{Q} \qquad (4\text{-a})$$

ainsi les relations 3-a et 3-c deviennent :

$$\sum_{i=1}^{n} x_i = 0 \qquad (4\text{-b})$$

$$\sum_{i=1}^{n} |x_i| = 2 \qquad (4\text{-c})$$

ces deux relations peuvent encore s'écrire :

$$\sum_{x_i^+ \in X_i^+} x_i^+ = 1 \qquad (4\text{-d})$$

$$\sum_{x_i^- \in X_i^-} x_i^- = -1 \qquad (4\text{-e})$$

x_i^+ et x_i^- sont définis par :

$$x_i^+ \in \{ x_i, \text{ tels que } x_i > 0 \} = X_i^+$$

et $$x_i^- \in \{ x_i, \text{ tels que } x_i < 0 \} = X_i^-$$

En fait l'hypothèse $|p_{//}| \gg p_T$ et $|p_{//}| \gg m$ nécessite d'être vérifiée. Nous définissons la distance R du point de coordonnées $(p_{//}, \ldots\ldots, p_{// n})$ au centre du polyèdre par l'expression :

$$R = \left(\frac{n-1}{n} \sum_{i=1}^{n} p_{//i}^{\,2} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (5\text{-a})$$

et R_{max} est la longueur maximum de R dans la direction du point considéré de l'E.P.L. La variable absolue $\gamma = \frac{R}{R_{max}}$ est un bon estimateur pour cette hypothèse. D'après 3-c nous remarquons que $\sqrt{s} \gg \sum_{i=1}^{n} (p_{//i}^2 + m_i^2)^{\frac{1}{2}}$ alors il existe un nombre positif α tel que

$$\sqrt{s} - \sum_{i=1}^{n} \sqrt{\alpha^2 p_{//i}^2 + m_i^2} = 0 \qquad (5\text{-b})$$

on montre alors que :

$$\gamma \simeq \frac{R}{R_{max}} \simeq \frac{1}{\alpha} \qquad (5\text{-c})$$

γ ainsi défini permet d'évaluer l'approximation $|p_L| \gg p_T$. Si l'espace de phase était rempli uniformément, la valeur moyenne de γ serait 0,5. Remarquons que γ est toujours inférieur à 1 mais que plus $|p_{//}|$ est grand devant m_i et p_{Ti} plus la valeur de γ s'approche de 1. On peut interpréter les événements pour lesquels $\gamma \simeq 1$ comme étant des événements produits par un processus périphérique.

Nous avons remarqué dans le chapitre I de la troisième partie que ce qui est intéressant c'est de déterminer $|M_c|^2$, pour cela nous devons enlever la contribution de l'espace de phase. Si nous exprimons $d\Omega$ à l'aide des variables x_i et $\vec{r}_i$ nous avons

$$d\Omega = J^{-1} \, d\omega \qquad (6\text{-a})$$

avec $$d\omega = \delta \left(\sum_{i=1}^{n} \vec{r}_i \right) \delta \left(\sum_{i=1}^{n} x_i \right) \delta \left(1 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} |x_i| \right) \prod_{i=1}^{n} dx_i \, d^2\vec{r}_1 \qquad (6\text{-b})$$

et $$J = \left(\prod_{i=1}^{n} E_i \right) \left(\sum_{i=1}^{n} \frac{p_{//i}^2}{E_i} \right) \left(\frac{2}{\sum |p_{//i}|} \right)^{n-3} \qquad (6\text{-c})$$

Nous rendrons compte des variations de $|M_c|^2$ en fonction de certaines variables, en constituant des distributions de ces variables pondérées pour chaque événement par la valeur de J.

Remarquons que, à chaque face du polyèdre H_{n-2} correspond une classification des x_i selon qu'ils sont positifs ou négatifs. Nous avons 2^n-2 telles faces, ce qui rend très rapidement ce nombre grand lorsque la multiplicité des particules finales augmente. Cependant ce nombre peut être réduit du fait que l'on ne sait pas distinguer 2 particules identiques et d'autre part en remarquant que très souvent la particule cible va vers l'arrière $x < 0$. Le tableau ci-dessous donne, selon le cas, le nombre de secteurs à analyser pour différentes réactions que nous aurons à étudier.

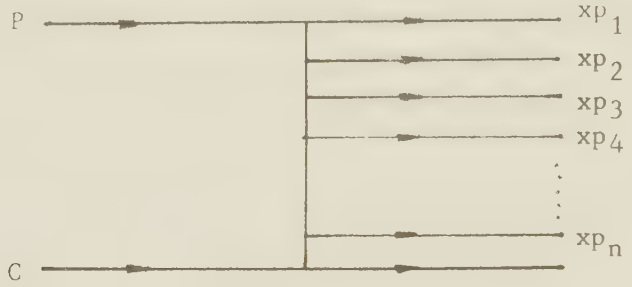
réaction	nombre total de secteurs	nombre de secteurs distincts dans le cas de particules identiques	nombre de secteurs distincts lorsqu'une particule est émise systématiquement vers l'arrière
$\pi^+ n \to p\ \pi^+\pi^-$	6	6	3
$\pi^+ n \to p\ \pi^+\pi^-\pi^o$	14	14	7
$\pi^+ d \to d\ \pi^+\pi^+\pi^-$	14	10	5
$\pi^+ n \to n\ \pi^+\pi^+\pi^-$			
$\pi^+ d \to \pi^+\pi^+\pi^-\pi^o$	30	22	11

Afin de connaître la fréquence des différents classements des x entre eux dans l'espace de phase longitudinal on peut utiliser le diagramme binaire (réf.13). Chaque type de particule est numéroté de 1 jusqu'à n et on affecte à chaque particule le poids $\bar{\omega}_i$ tel que :

$$\bar{\omega}_i = \begin{cases} 2^i & \text{si} \quad x_i > 0 \\ 0 & \text{si} \quad x_i < 0 \end{cases} \qquad (7)$$

Un événement est représenté par le nombre $\bar{\omega} = \sum_{i=1}^{n} \bar{\omega}_i$, à chaque valeur de $\bar{\omega}$ correspond un secteur de E.P.L. dénommé secteur de voisinage. Cette méthode conduit très facilement et clairement pour les valeurs de n élevées à la connaissance de la population dans ces différents secteurs de E.P.L.

Par convention, nous représenterons la réaction -1-, lorsque tous les x_i sont connus à l'aide du graphe ci-dessous :



Graphe d'ordre

où p_i est une permutation sur les indices i telle que $xp_1 \rangle xp_2 \rangle$ ..... $\rangle xp_n$. Un avantage d'une telle représentation graphique est qu'elle établit un parallèle entre le classement d'ordre et les graphes multipériphériques. D'autre part la mise en évidence de groupes de particules ayant des valeurs de x voisines est facilitée, en effet il semble que M_c favorise de tels groupements de particules qui se trouvent dans des secteurs bien définis de l'E.P.L.

On peut interpréter de tels graphes en terme d'échange de trajectoires de Regge, il semble que chaque groupement de particules ait des propriétés spécifiques permettant nettement de lui associer un mécanisme d'échange et de dresser une hiérarchie entre ces mécanismes : $\mathbb{P}$ (poméron), M (méson non étrange), S (méson étrange), B (baryon), E (exotique).

Nous devons aussi remarquer que si l'interprétation faite ci-dessus des secteurs de E.P.L. est exacte nous pouvons tester l'hypothèse de la factorisation de l'amplitude à chaque vertex.

b - Variables angulaires

Au lieu de représenter un point de E.P.L. par ses n-1 coordonnées suivant un système d'axes choisi, on peut le repérer par sa distance R au centre du polyèdre et les n-2 angles que forme le vecteur $\vec{\xi}$ le représentant avec les axes choisis.

Choisissons n vecteurs de base, α_i, tels que :

$$\vec{\alpha}_i \cdot \vec{\alpha}_j = \cos \theta_{ij} = \frac{1}{n-1} \qquad \text{pour } i \neq j$$

$$\left| \alpha_i \right|^2 = 1 \qquad (8\text{-a})$$

$$\sum_{i=1}^{n-1} \vec{\alpha}_i = -\vec{\alpha}_n$$

dans ce système d'axes, les coordonnées ξ_i de $\vec{\xi}$ s'écrivent :

$$\xi_i = \sqrt{\frac{n-1}{n(n-i+1)(n-i)}} \left[(n-i)\, p_{//i} - \sum_{j=i+1}^{n} p_{// j} \right] \qquad (8\text{-b})$$

Nous pouvons calculer

$$R = \left| \vec{\xi} \right| = \sqrt{\sum_{i=1}^{n-1} \xi_i^2} = \sqrt{\frac{n-1}{n} \sum_{i=1}^{n} p_{//i}^2} \qquad (8\text{-c})$$

les angles sont définis par les relations :

- cas $n = 3$ $\qquad \operatorname{cotg} \theta = \dfrac{p_{//2} - p_{//3}}{\sqrt{3}\, p_{//1}} \qquad 0 \leqslant \theta \leqslant 2\pi$

- cas $n > 3$ $\qquad \operatorname{tg} \theta_i \begin{cases} \dfrac{\left(\xi^2 - \sum_{j=1}^{i} \xi_j^2\right)^{\frac{1}{2}}}{\xi_i} & i < n-2 \text{ avec } 0 \leqslant \theta_i \leqslant \pi \\ \dfrac{\sqrt{3}\,(p_{//n-1} - p_{//n})}{2 p_{//n-2} - (p_{//n-1} + p_{//n})} & i = n-2 \text{ avec } 0 \leqslant \theta \leqslant 2\pi \end{cases} \qquad (8\text{-d})$

Avec ce nouveau choix de variables, le jacobien J' de la transformation $d\Omega = J'^{-1}\, d\omega'$

s'écrit : $$J = \frac{\prod_{i=1}^{n} E_i}{R_{max}^{n-3} \prod_{i=1}^{n-2} \sin^{n-2-i}\theta_i} \prod_{i=1}^{n} \frac{\beta_i^2}{E_i} \qquad (8\text{-e})$$

avec $$\beta_i = \frac{p_{//i}}{\sqrt{\frac{n-1}{n} \sum_{j=1}^{n} p_{//j}^2}}$$

c - Cas particuliers

Nous allons définir de manière précise les axes et les angles qui sont nécessaires pour l'étude des réactions de la troisième partie. Nous n'avons qu'à envisager les cas à 3 et 4 particules dans l'état final.

i - cas à trois particules : $p\ \pi^+\ \pi^-$

D'après la relation générale 8-a, les trois axes pris deux à deux sont situés dans le plan et sont à 120° l'un de l'autre. Nous choisissons l'axe des x parallèle à la direction du proton, ce qui entraîne que les trois axes ont pour composantes dans le système d'axes orthormé :

$\vec{\alpha}_1$	$(1, 0)$	axe du proton
$\vec{\alpha}_2$	$(-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$	axe du π^+
$\vec{\alpha}_3$	$(-\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2})$	axe du π^-

Sur la figure 1, nous avons tracé les axes $\vec{\beta}_1$, $\vec{\beta}_2$, $\vec{\beta}_3$ respectivement perpendiculaires aux axes $\vec{\alpha}_1$, $\vec{\alpha}_2$, $\vec{\alpha}_3$. Ainsi les impulsions longitudinales d'un événement, repéré par

ESPACE de PHASE LONGITUDINAL

REPRESENTATION ANGULAIRE

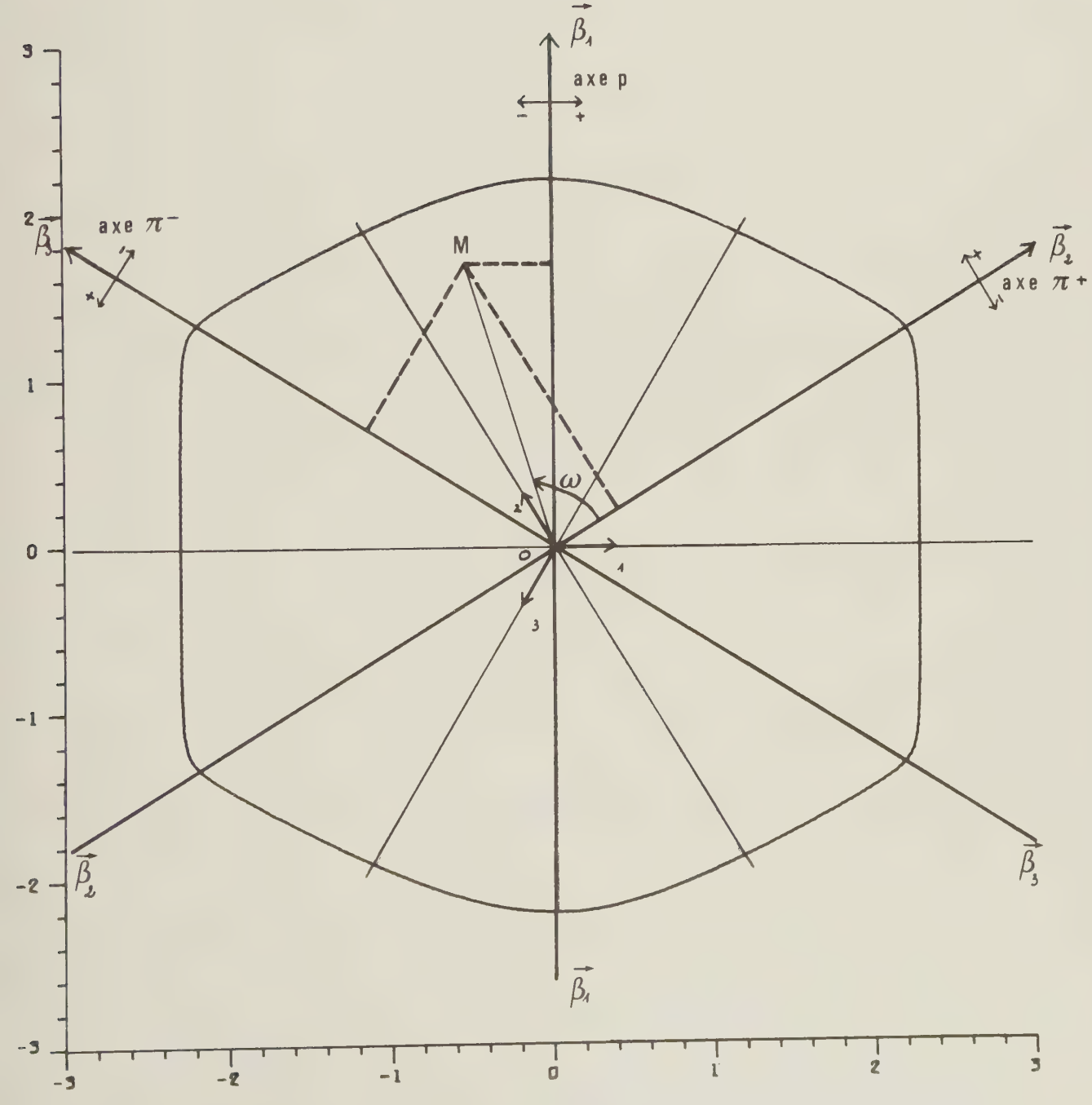


FIGURE I

le point M, correspondent aux distances du point M aux trois axes $\vec{\beta}_1$, $\vec{\beta}_2$, $\vec{\beta}_3$. Chaque distance est comptée positive, négative, selon que le point est situé dans le demi-plan positif, négatif, défini par les axes $\vec{\beta}_i$ (= 1, 2, 3). Les demi-plans positifs et négatits sont marqués par des signes + ou - sur la figure 1.

En coordonnées polaires, le point M est repéré par la distance R = OM et l'angle ω défini à partir de l'axe $\vec{\beta}_2$.

Soit $Q = \sqrt{p^2_{//p} + p^2_{//\pi^+} + p^2_{//\pi^-}}$, l'angle ω est défini par :

$$\sin \omega = \frac{p_{//\pi^+}}{Q}$$

$$\cos \omega = (\sqrt{3}\, p_{//\pi^+} + 2\, p_{//p}) / Q$$

La variable γ est obtenue à l'aide de l'expression 5-b.

Les axes $\vec{\beta}_1$, $\vec{\beta}_2$ et $\vec{\beta}_3$ définissent les 6 secteurs indiqués par Vi (i = 1,...., 6) sur la figure 1. En groupant les particules dont les impulsions longitudinales ont même signe, comme l'indique le schéma ci-dessous :

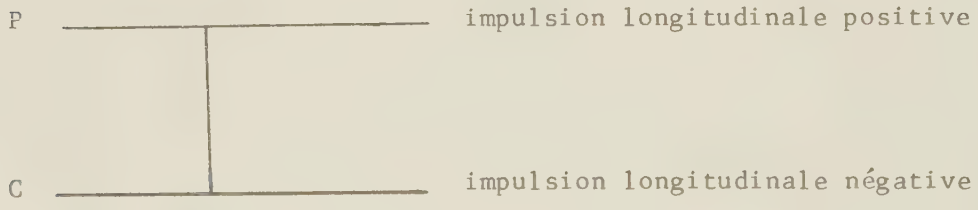
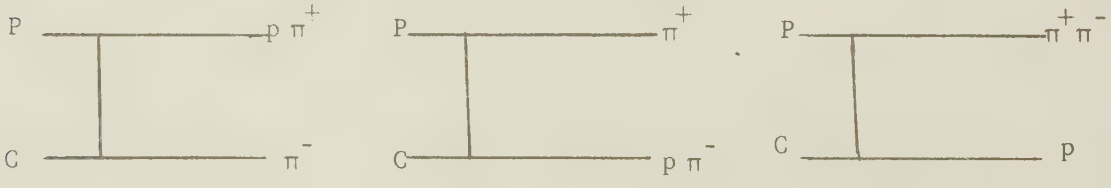


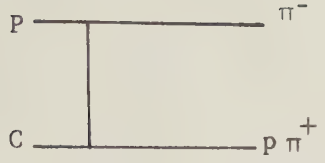
schéma - a -

les 6 secteurs possibles correspondent aux 6 groupements de voisinage suivants :



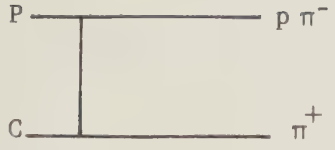
V 1 V 2 V 3

$0 \leqslant \omega \leqslant 60$ $60 \leqslant \omega \leqslant 120$ $120 \leqslant \omega \leqslant 180$



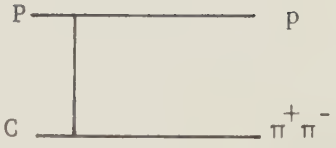
V 4

$180 \lesssim \omega \lesssim 240$



V 5

$240 \lesssim \omega \lesssim 300$



V 6

$300 \lesssim \omega \lesssim 360$

Une particule dont les impulsions longitudinales sont égales, est représentée par un point M situé sur l'un des axes $\vec{\alpha}_1$, $\vec{\alpha}_2$ ou $\vec{\alpha}_3$. Ces trois axes définissent six secteurs. Dans chacun d'eux, les impulsions longitudinales des 3 particules sont toujours classées dans le même ordre, en partant de la plus petite impulsion longitudinale et arrivant à la plus grande comme l'indique le schéma ci-dessous :

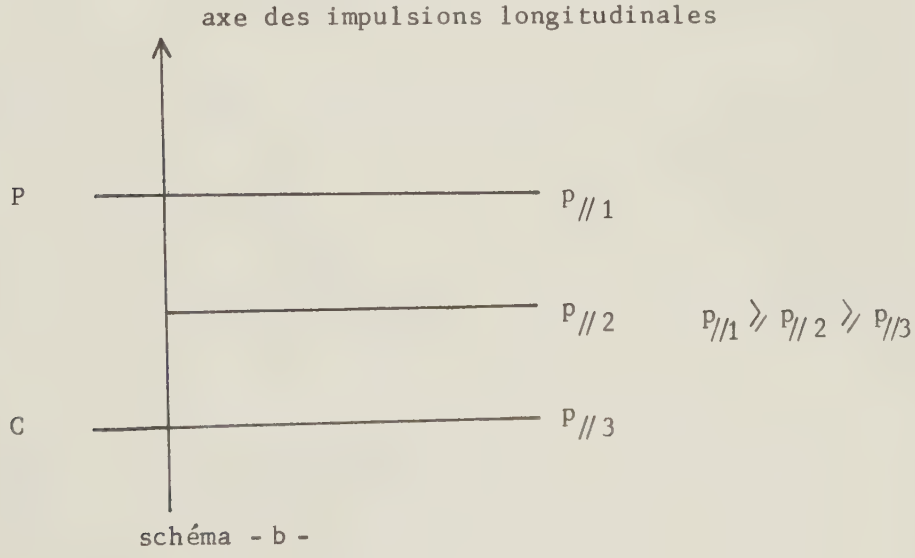
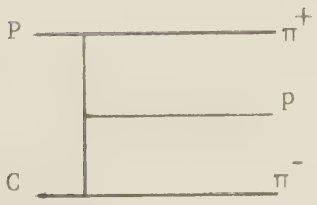


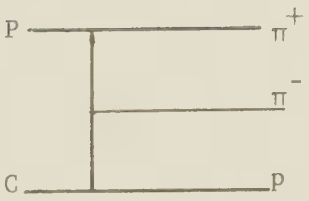
schéma - b -

Ces 6 nouveaux secteurs sont indiqués ci-dessous par Oi, (i = 1, ..., 6), nous les appelerons secteurs d'ordre.



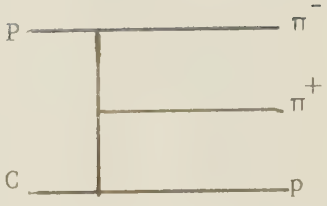
0 1

$30 \leqslant \omega \leqslant 90$



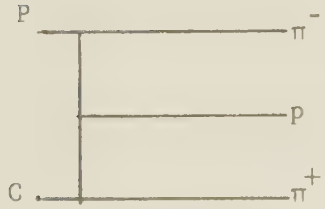
0 2

$90 \leqslant \omega \leqslant 150$



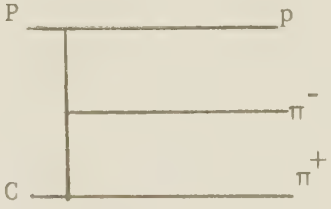
0 3

$150 \leqslant \omega \leqslant 210$



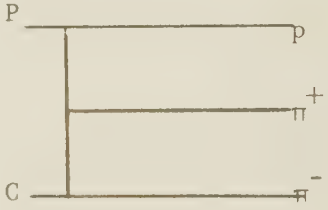
0 4

$210 \leqslant \omega \leqslant 270$



0 5

$270 \leqslant \omega \leqslant 330$



0 6

$330 \leqslant \omega \leqslant 360$

$0 \leqslant \omega \leqslant 30$

ii - cas à quatre particules

Parmi les canaux que nous étudions dans la troisième partie, deux d'entre eux ont 4 particules dans l'état final, ce sont les réactions :

$$\pi^+ \, d \rightarrow d \, \pi^+_1 \, \pi^+_2 \, \pi^-$$

et

$$\pi^+ \, n \rightarrow p \, \pi^+ \, \pi^- \, \pi^\circ$$

Dans ce qui suit, nous étiquetterons les particules des deux réactions ci-dessus par les 4 lettres a, b, c et d prises dans cet ordre.

D'après les relations 8, en choisissant l'axe ox suivant la direction de la particule la plus lourde : a (soit d, soit p), les 4 vecteurs unitaires ont pour composantes (dans un système d'axes orthonormé à 3 dimensions : o, x, y, z) :

$\vec{\alpha}_1$ $(1, 0, 0)$ axe de la particule a

$\vec{\alpha}_2$ $(-\frac{1}{3}, \frac{2\sqrt{2}}{3}, 0)$ axe de la particule b

$\vec{\alpha}_3$ $(-\frac{1}{3}, -\frac{\sqrt{2}}{3}, \sqrt{\frac{2}{3}})$ axe de la particule c

$\vec{\alpha}_4$ $(-\frac{1}{3}, -\frac{\sqrt{2}}{3}, -\sqrt{\frac{2}{3}})$ axe de la particule d

En utilisant des coordonnées polaires, un point M de l'E.P.L. est repéré par deux angles θ et φ et la distance $R = \gamma R_{max}$, $R = OM$

Les coordonnées de M sont :

$$X = p_{//a}$$

$$Y = \sqrt{\frac{3}{8}} \, (p_{//c} - p_{//d})$$

$$Z = \sqrt{\frac{1}{8}} \, (p_{//a} + 3 p_{//b})$$

alors $R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$ et

$$\cos\theta = \frac{X}{R} \qquad 0 \leqslant \theta \leqslant \pi$$

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi &= \frac{Y}{\sqrt{Y^2 + Z^2}} \\ \cos\varphi &= \frac{Z}{\sqrt{Y^2 + Z^2}} \end{aligned}\right\} \qquad 0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$$

Pour une valeur de R fixée, les points M sont situés dans un plan θ, φ. Par la suite, nous supposerons R fixé, R_{max} variant peu en fonction de θ et φ, cela revient à supposer γ constant.

Exprimons les impulsions longitudinales des 4 particules en fonction de R, θ et φ.

$$p_{//a} = R \cos\theta$$

$$p_{//b} = R\left[-\frac{\cos\theta}{3} + \frac{2\sqrt{2}}{3}\sin\theta\cos\varphi\right]$$

$$p_{//c} = R\left[-\frac{\cos\theta}{3} - \frac{\sqrt{2}}{3}\sin\theta\cos\varphi + \sqrt{\frac{2}{3}}\sin\theta\sin\varphi\right]$$

$$p_{//d} = R\left[-\frac{\cos\theta}{3} - \frac{\sqrt{2}}{3}\sin\theta\cos\varphi - \sqrt{\frac{2}{3}}\sin\theta\sin\varphi\right]$$

- a - Détermination des secteurs de voisinage

Résolvons les 4 équations $p_{//i} = 0$, i = a,b,c,d, elles conduisent aux relations suivantes entre θ et φ :

$p_{//a} = 0 \Rightarrow \cos\theta = 0$		courbe (1) de la figure 2-b
$p_{//b} = 0 \Rightarrow \operatorname{cotg}\theta = 2\sqrt{2}\cos\varphi$		courbe (2) de la figure 2-b
$p_{//c} = 0 \Rightarrow \operatorname{cotg}\theta = -\sqrt{2}\cos\varphi + \sqrt{6}\sin\varphi$		courbe (3) de la figure 2-b
$p_{//d} = 0 \Rightarrow \operatorname{cotg}\theta = -\sqrt{2}\cos\varphi - \sqrt{6}\sin\varphi$		courbe (4) de la figure 2-b

Ces 4 courbes définissent dans le plan θ, φ 14 secteurs notés Vi, i = 1, ..., 14. Dans l'interprétation correspondant au schéma - a -, les particules sont groupées d'où les secteurs de voisinage. Les 14 différentes possibilités sont indiquées dans les secteurs correspondant de la figure 2 - b -

- b - Détermination des secteurs d'ordres

La résolution des 6 équations $p_{//i} = p_{//j}$, $i \neq j$ ($i = a,b,c,d$ et $j = a,b,c,d$) conduit aux 6 relations suivantes entre θ et φ.

$p_{//a} = p_{//b} \Rightarrow \cot g\,\theta = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos\varphi$ courbe (1) de la figure 2-a

$p_{//a} = p_{//c} \Rightarrow \cot g\,\theta = -\sqrt{\frac{1}{8}} \cos\varphi + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin\varphi$ courbe (2) de la figure 2-a

$p_{//a} = p_{//d} \Rightarrow \cot g\,\theta = -\sqrt{\frac{1}{8}} \cos\varphi - \sqrt{\frac{3}{8}} \sin\varphi$ courbe (3) de la figure 2-a

$p_{//b} = p_{//c} \Rightarrow \operatorname{tg}\,\theta = \sqrt{3}$ courbes (4) et (4') de la figure 2-a

$p_{//b} = p_{//d} \Rightarrow \operatorname{tg}\,\theta = -\sqrt{3}$ courbes (5) et (5') de la figure 2-a

$p_{//c} = p_{//d} \Rightarrow \operatorname{tg}\,\theta = 0$ courbes (6) et (6') de la figure 2-a

Ces 9 courbes déterminent dans le plan θ,φ 24 secteurs distincts, notés oi, i = 1, ..., 24. Pour chaque secteur, nous rangeons les particules selon le graphe du schéma - c -

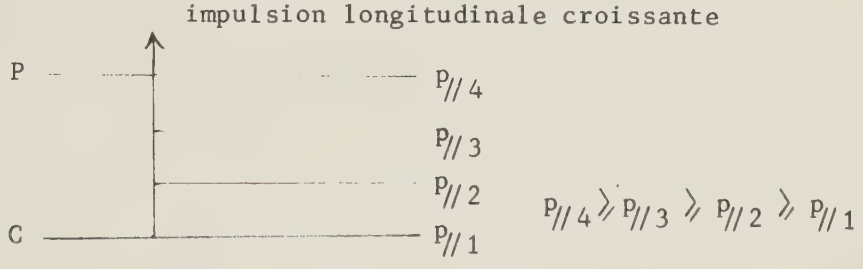


schéma - c -

Ce graphe ordonne les particules les unes par rapport aux autres, d'où le nom d'ordre. Les différents graphes sont indiqués sur la figure 2-a dans les secteurs correspondants.

c - Définition des axes dans le plan perpendiculaire

Plaçons nous dans le plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente : axe Oz. Considérons les impulsions transversales des particules finales. Nous choisissons l'axe Ox dans ce plan, suivant la direction de la particule la plus lourde. L'axe Oy est tel que le système d'axes Oxyz soit direct.

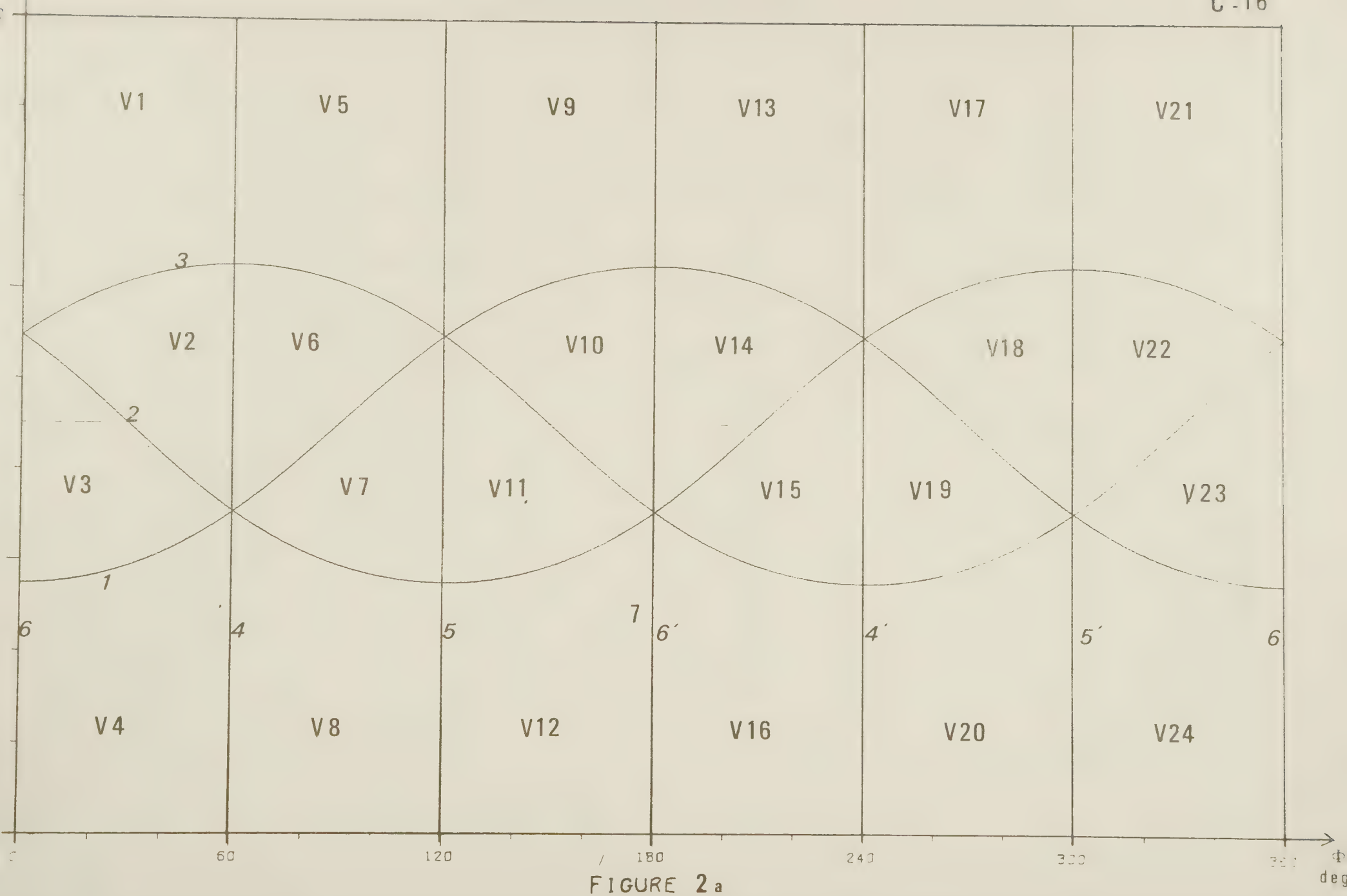

V1
V5
V9
V13
V17
V21
V2
V6
V10
V14
V18
V22
V3
V7
V11
V15
V19
V23
V4
V8
V12
V16
V20
V24
1
2
3
4
5
6
7
4´
5´
6´
60
120
180
240
300
deg

FIGURE 2a

REGIONS de VOISINAGE

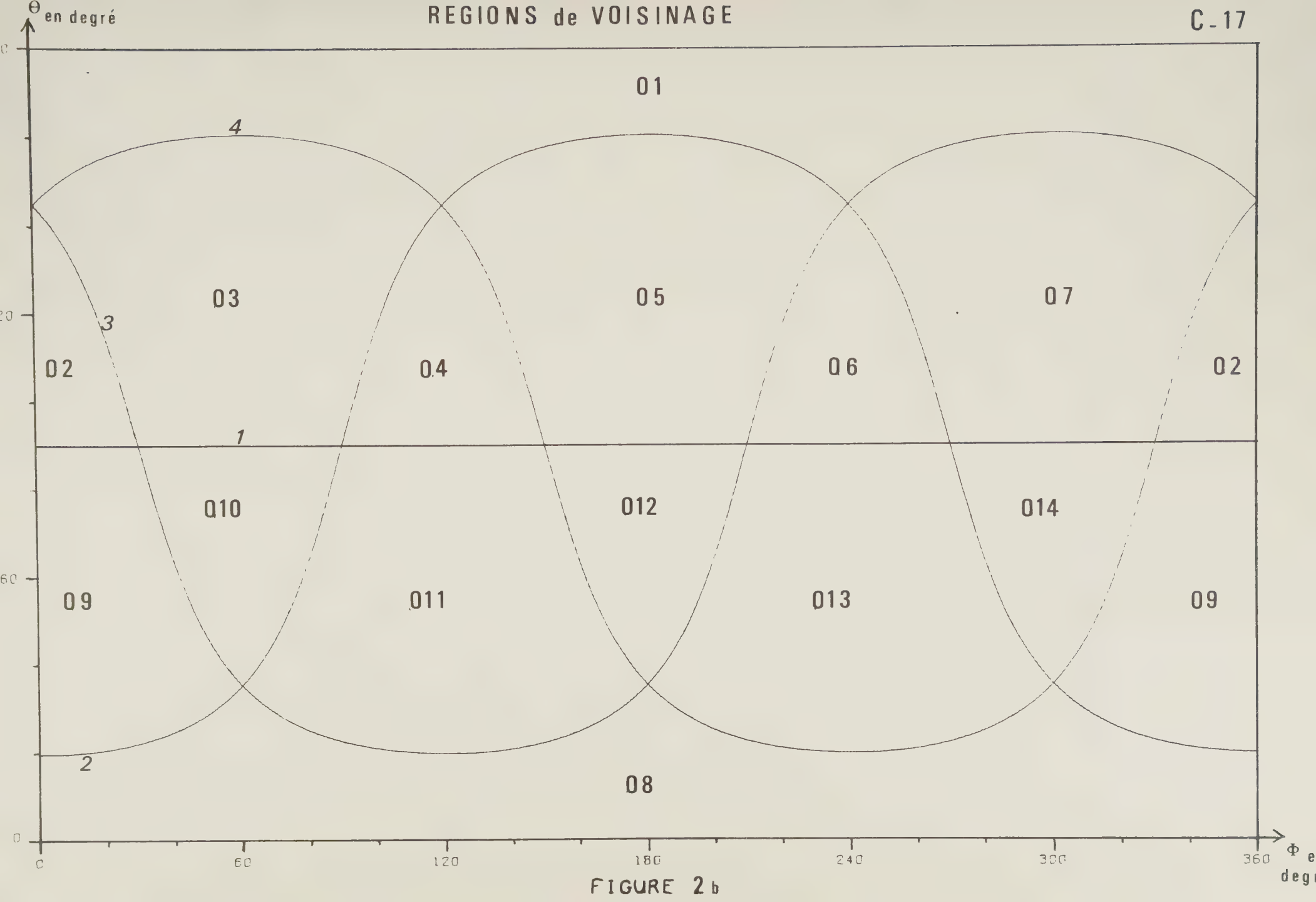


FIGURE 2b

d - Définition de la variable R

Soit θ_{ij} l'angle que font les impulsions transversales des deux particules i et j. Nous définissons R par la relation :

$$R = \frac{N(\theta_{ij} < 90°) - N(\theta_{ij} > 90°)}{N(\theta_{ij} < 90°) + N(\theta_{ij} > 90°)}$$

où $N(\theta_{ij} \begin{matrix} > \\ < \end{matrix} 90°)$ est le nombre d'événements pour lequel l'angle θ_{ij} est supérieur (inférieur) à 90°.

A N N E X E D

Recherche d'un critère " permettant de distinguer " les deux π^+ de l'état final de la réaction $\pi^+ d \rightarrow d\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$.

Nous avons remarqué pour la réaction $\pi^+ d \rightarrow d\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$, lorsque la faible contribution de π non émis au vertex mésonique est éliminée, que les trois particules de l'état final sont groupées dans une étroite région de masse. Nous pouvons écrire la réaction :

$$\pi^+ d \rightarrow d A^+ \hookrightarrow \alpha\ \pi^+$$

Nous avons observé que l'objet A se désintègre, dans la quasi totalité des cas en deux corps : $A^+ \rightarrow \alpha\ \pi^+$, où α peut être soit le ρ° soit le f. Remarquons finalement que la masse de A^+ est légèrement supérieure au seuil $\alpha\ \pi^+$, c'est cet effet que nous allons utiliser pour distinguer les deux π^+.

Etudions le cas particulier $A_1 \rightarrow \rho\ \pi$, les conclusions que nous obtiendrons seront valables pour les cas $A_3 \rightarrow f\ \pi$.

Dans le système du centre de masse du A_1, le ρ a une impulsion $p_1 \simeq 261$ Mev soit une vitesse $\beta_1 = v/c = 0{,}32$. De même dans le système du centre de masse du ρ les deux pions ont une impulsion $p_2 \simeq 353$ Mev soit une vitesse $\beta_2 = 0{,}93$. Bien que les vitesses soient grandes nous nous placerons dans une hypothèse non relativiste car cela ne change pas quantitativement notre raisonnement.

Mettons de côté, en première étude, le fait que le ρ est produit dans un état de polarisation connu. Dans le système du centre de masse du ρ les vitesses $\vec{V}_1$ et $\vec{V}_2$ des deux π sont opposées et décrivent le cercle (1) de la figure 1 - a. Soit $\vec{v}_1$ la vitesse du ρ dans le système du centre de masse du A. Pour passer les 2 pions provenant de la désintégration du ρ dans le système du centre de masse de A, nous devons ajouter à leur vitesse $\vec{v}_1$. Soit alors $\vec{V}'_1$ et $\vec{V}'_2$ leur vitesse. Comme $v_1 \ll V_1, V_2$, l'angle $(\vec{V}'_1, \vec{V}'_2)$ est grand : voisin de 180°. Un calcul relativiste montre que cet angle est compris entre 180° et 222°.

Passons aux impulsions, dans le système du centre de masse de A : l'angle que font les vitesses $\vec{V}_1$ et $\vec{V}_2$ entre elles est le même que celui des impulsions : (EF, EG) $\lesssim$ 180°, voir figure 1 - b. Ou ce qui revient au même, l'angle (GE, GH) doit être très petit. Appelons EH, EG et EF les modules des impulsions respectivement, du π^+ hors du ρ, du π^- et du π^+ provenant de la désintégration du ρ.

Nous avons :

$$d_1 = | EH - (EG + GH) |$$

$$d_2 = | GH - (EG + EH) |$$

La condition angulaire s'exprime alors sous la forme :

$$d_1 \rangle d_2$$

C'est ce critère que nous avons adopté pour définir le π^+ ne provenant pas de la désintégration du système dipionique.

Pour des commodités de calcul, nous avons employé des relations angulaires, soit :

$$\cos 1 = \cos (- EF, EG)$$

$$\cos 2 = \cos (EH, EG)$$

Le π^+ hors du système dipionique est défini comme étant celui qui a la plus grande valeur parmi cos 1 et cos 2.

Remarquons que le choix du π^+ que nous venons de définir est explicitement indépendant de la masse des deux combinaisons dipioniques, mais qu'en fait, dans la majorité des cas (90%) il correspond à retenir la plus grande masse parmi les deux combinaisons possibles. Ceci provient du fait que dans le système du centre de masse de A les trois pions ont des impulsions dont les valeurs sont du même ordre de grandeur et que la sélection opérée porte sur les angles, ce qui dans le cas d'impulsions égales des 3 pions correspond à une sélection en masse.

Sur la figure 2 a , nous montrons la masse du système $\pi^+ \pi^-$ provenant de la réaction $\pi^+ d \rightarrow d \pi^+ \pi^+ \pi^-$ à 11,7 Gev, il y a deux combinaisons par événement. En hachuré, nous n'avons retenu que la combinaison des masses $\pi^+ \pi^-$ telle que le critère ci-dessus soit vérifié. Nous observons le ρ^o dégagé, aux basses masses, des réflexions dues aux mauvaises combinaisons $\pi^+ \pi^-$ et le f.

Nous montrons sur la figure 2 b , le spectre de masse $\pi^+ \pi^-$ correspondant à la masse du système dipionique non retenu. Il est à noter la quasi absence de ρ^o (on peut évaluer au maximum sa présence à 10 %). Nous avons superposé, à ce spectre, en tirets, le spectre de masse des deux π^+ afin de donner une idée de l'allure possible " de l'espace de phase " de deux π non résonnants dans le canal étudié ; hormis un léger désaccord vers les plus grandes masses $\pi^+ \pi^+$, les deux spectres sont comparables.

A l'aide d'un programme de Monte-Carlo, nous avons testé la validité de notre critère. Pour la réaction π d $\rightarrow$ d $\pi \pi \pi$, nous avons généré un spectre de masse de 3 π piqué vers 1100 Mev et lui avons imposé une structure en $\rho \pi$. Ignorant lequel des 3 pions de l'état final n'entrait pas dans la combinaison constituant le ρ nous avons appliqué notre critère. Nous avons retrouvé 98 % des événements pour lesquels le choix du π hors du système dipionique correspondait à ce qui avait été généré. Ce test confirme la validité de notre choix qui repose sur une analyse de la dynamique de la réaction.

Notre critère définit un choix de la combinaison dipionique moins artificiel que ceux fréquemment employés :

- Le système dipionique retenu est celui qui a le plus petit quadrimoment de transfert avec le π^+ incident

- le système dipionique retenu est celui pour lequel la masse est la plus proche d'une valeur donnée.

Nous pensons que le critère que nous venons de définir est, dans notre cas particulier, très satisfaisant et qu'il nous permet de distinguer les deux π^+ de l'état final.

C O N C L U S I O N

Nous avons montré que la cible de deutérium peut encore être utilisée avec des π^+ de 11,7 Gev en tant que cible de neutrons et que l'hypothèse de l'approximation de l'impulsion est toujours valable moyennant quelques précautions.

Le choix entre les différentes hypothèses de masse pour les événements est encore possible à cette énergie pour la plupart des événements dans la mesure où nous avons choisi en la variable ϵ un bon estimateur.

La section efficace totale $\pi^+ d$ à 11,7 Gev a été estimée à $(49,5 \pm 2,5)$ mb. Pour les deux voies étudiées avec échange de charge du baryon, nous avons trouvé :

$$\sigma\ (\pi^+ n \to p\ \pi^+\ \pi^-) = 540\ ^{+\ 92}_{-\ 47}\ \mu b$$

$$\sigma\ (\pi^+ n \to p \pi^+ \pi^- \pi^\circ) = 740\ ^{+\ 130}_{-\ 110}\ \mu b$$

Pour la voie cohérente, avec la définition que nous avons prise, nous trouvons $\sigma(\pi^+ d \to d\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-) = (374 \pm 63)\ \mu b$. Ces résultats sont en bon accord avec les extrapolations et les interpolations que l'on peut faire à partir des résultats connus.

L'étude de la voie $\pi^+ n \to p\ \pi^+\ \pi^-$ nous a montré que les contributions des résonances mésoniques, ρ° et f sont abondantes ; par contre la production de g° est difficile à mettre en évidence du fait de la réflexion due à l'importante accumulation d'événements situés dans les pics correspondants aux basses masses effectives $p\ \pi^-$. La région des faibles masses $p\ \pi^-$ dont on ne peut

séparer les unes des autres les contributions des isobares est susceptible d'être produite par un processus de type diffractif. L'étude du spectre de l'angle ω de Van-Hove montre que la région de ω voisine de 75° est produite par un mécanisme de dissociation diffractive. Un modèle à échange de deux trajectoires ne peut rendre compte de la région de ω voisine de 75° que si l'on inclu une contribution d'échange du poméron. Nous remarquons qu'à 11,7 Gev la contribution relative du terme d'échange du poméron à l'amplitude totale est plus importante qu'à 5 Gev. Nous n'avons pas trouvé de conservation de l'hélicité dans les voies s et t.

Dans la réaction $\pi^+ n \to p\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$, les résonances baryoniques sont difficiles à mettre en évidence. Nous n'observons aucune indication significative d'effet diffractif. La région de masse des A n'est pas aussi clairement résolue que celle correspondante observée dans les réactions $\pi^+ p \to p\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$; cependant les contributions du A_1^o et du A_2^o à cette voie sont estimées respectivement à 28 μb et 55 μb ; nous observons aussi la production du A_3^o se désintégrant essentiellement en $\rho\,\pi$ dont la section efficace est estimée à 54 μb. Dans ces régions de masse, la variation de la section efficace en fonction de l'énergie, et les distributions du moment transféré sont en faveur d'échanges de mésons dans la voie t. La distribution des événements dans l'espace de phase longitudinal (EPL) peut être décrite d'une façon satisfaisante par un modèle multipériphérique comportant des échanges de π et de ρ, en considérant 3 graphes dont nous avons déterminé les pourcentages relatifs. Les spectres des impulsions longitudinales et transverses des π^+ et π^o montrent que ces 2 particules ont des comportements similaires entre eux et différents de ceux du π^- ; dans le système du centre de masse total, les π^+ et π^o vont essentiellement vers l'avant et le π^- est émis vers l'arrière, ce qui explique l'absence relative de ρ^-. Nous avons observé une production associée de $\Delta^o\ \rho^+$ dont la section efficace est estimée à 56 μb. Nous avons évalué la production de résonance pour cette voie à 50 %.

Dans la voie $\pi^+ d \to d\,\pi^+\,\pi^+\,\pi^-$, nous avons trouvé un critère permettant d'établir un choix entre les deux π^+ ambigus lorsque les 3 pions constituent un système bosonique dont la masse est voisine du seuil de production. La contribution du ρ^0 est importante, 77 %, celle du f correspond à 17 %. Des effets D* ($d\pi$) ont été observés pour environ 15 % des événements, leur distribution angulaire ne correspond pas à celle pouvant provenir d'une résonance. Le système des 3 pions est dominé par des effets $\rho\pi$ et $f\pi$ au seuil. Une amplitude à échange de deux trajectoires rend bien compte des effets observés lorsque l'on considère une amplitude à deux composantes, l'une correspondant à un échange de ρ, l'autre à un échange de π. En utilisant les densités d'événements dans le plan $\theta.\varphi$, nous avons trouvé un rapport entre ces 2 contributions égal à 0,52, ce qui est très proche de la valeur trouvée par E. Berger qui a utilisé une autre méthode. Les valeurs du quadrimoment transféré $t'_{d \to d}$ sont faibles, inférieures à 0,12 Gev^2. La pente de la distribution correspondante est élevée, elle est égale à 32 Gev^{-2}, ce qui est caractéristique du facteur de forme du deuton. Pensant que les $A \to \rho\pi$ et $f\pi$ sont produits par un processus diffractif dans cette voie, nous avons recherché s'il y a conservation d'hélicité, nos résultats ne sont pas en faveur d'une telle conclusion pour les voies s et t.

Nous avons étudié les spectres de masse effective pour lesquels on peut envisager de trouver des états bosoniques deux fois chargés. A la précision de nos données, nous n'avons pas observé de tels états.

Pour les trois voies considérées ci-dessus, nous avons trouvé qu'il existe des corrélations entre les impulsions transversales qui diffèrent selon la région de l'EPL dans laquelle est situé l'événement. En tenant compte de la présence des résonances, nous expliquons qualitativement certaines de ces corrélations.

L'étude de l'EPL montre que lorsque l'énergie augmente, à multiplicité constante, les valeurs de γ se rapprochent de l'unité et σ_γ diminue. Les valeurs de γ, à énergie donnée, dépendent de la multiplicité et décroissent quand celle-ci augmente. Ainsi, bien que p_T augmente avec l'énergie, cette variable varie beaucoup plus lentement que $p_{//}$.

EN GUISE DE REMERCIEMENTS

Je voudrais exprimer à tous ceux que j'ai côtoyé dans ma vie, mes proches, mes éducateurs, mes amis, mes collègues,.... ma reconnaissance pour tout ce qu'ils m'ont apporté. Que chacun trouve dans ces quelques lignes, sans hypocrisie, l'expression de ma sympathie et de ma gratitude qui lui revient.

ACADÉMIE DE PARIS

UNIVERSITÉ DE PARIS VI

Place Jussieu - 75230 PARIS-CEDEX 05

SERVICE DE LA SCOLARITE

Bureau des Enseignements du 3e cycle

TÉLÉPHONE 336-25-25 - 325-12-21

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'ETAT

THESE DE : PHYSIQUES

NOM : Monsieur BARRIER

Prénoms : Michel

né le 5 Octobre 1940 à Martres de Heyre Dépt : Puy de Dôme

1ère THESE : " Recherche de processus diffractifs dans les intéractions de π^- 11,7 GeV/c sur deutérium produisant 4 particules chargées dans l'état final ".

2e THESE (Propositions faites par l'Université) :

PRESIDENT.M.TEILLAC

EXAMINATEURS.MM.ASTIER

LE BELLAC

DE ROSNY

Vu et Approuvé

PARIS, le 16 Janvier 1974

Le Président

de l'Université de PARIS VI

Sc. 3e c. 72-09